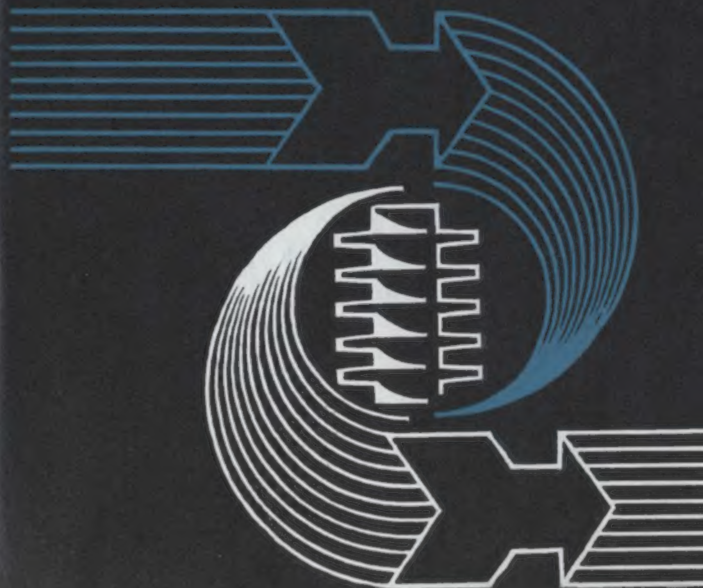
VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

В. К. МИГАЙ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ



В. К. МИГАЙ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ



Ленинград
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
Ленинградское отделение
1987

ББК 31.31
М57
УДК 66.045.1.001.572

Рецензент *Ю. А. Рундыгин*

Мигай В. К.

М57 Моделирование теплообменного энергетического оборудования. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. – 264 с.: ил.

Рассмотрены вопросы математического и экспериментального моделирования топок, горелочных устройств, газоходов, поверхностей нагрева котлов, конденсаторов, подогревателей, охладителей турбинных установок, камер сгорания и воздухоподогревателей ГТУ. Описано также моделирование двухфазных потоков.

Для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой и проектированием теплообменного энергетического оборудования.

М $\frac{2303010000-135}{051(01)-87}$ 58–87 ББК 31.31

© Энергоатомиздат, 1987

ПРЕДИСЛОВИЕ

В соответствии с решениями XXVII съезда КПСС развитие энергетики страны является первоочередной задачей. В настоящее время вводятся в строй крупные энергетические блоки мощностью 500, 800 и 1200 МВт.

Укрупнение энергетических блоков повышает требования к эффективности и надежности работы теплообменного энергетического оборудования (топок, перегревателей, экономайзеров, подогревателей, воздухоподогревателей, парогенерирующих труб, конденсаторов и т. д.). Совершенствование этого оборудования в значительной степени проводится на основе модельных исследований, так как в этих условиях наиболее просто и мобильно можно исследовать влияние геометрических и режимных параметров, оптимизировать конструкции, а также проверить новые эффективные решения. Ясно, что в натурных условиях такие исследования затруднены, а порой и невозможны. Кроме того, оптимизация оборудования на основе модельных исследований значительно дешевле и проще. Можно с полной уверенностью считать, что в настоящее время ни одно крупное энергетическое устройство не проектируется, не пройдя в той или иной степени стадию модельного исследования.

Важным этапом каждого модельного исследования является определение критериев подобия и правил моделирования, выбор масштаба модели, рабочего агента, диапазона режимных параметров, а также условий достоверного переноса результатов модельного исследования на натуру. Как правило, точное моделирование не может быть осуществлено на практике, и приходится применять приближенное моделирование, условия которого далеко не всегда определены.

Широкое развитие ЭВМ позволяет в отдельных случаях переходить к математическому моделированию процессов.

Для такого процесса, как топочный, строгое физическое моделирование невозможно. Условия приближенного моделирования также ограничены. Поэтому математическое моделирование становится в принципе единственно возможным. Другое дело, что уровень развития ЭВМ, а также степень разработки моделей переноса импульса, теплоты и концентрации еще недостаточны. Но в перспективе математическое моделирование для таких задач имеет первостепенное значение. Поэтому в книге наряду с условиями физического моделирования рассматриваются и вопросы математического моделирования аэродинамики, теплообмена и горения.

Важное народнохозяйственное значение имеет снижение металлоемкости теплообменного оборудования, если учитывать, что значительная часть его изготовляется из дефицитных материалов (цветной металл, специальные стали и т. д.). Эта задача решается методами интенсификации теплообмена. Указанные методы разрабатываются в стендовых условиях, на лабораторных установках, и в этих случаях правила моделирования и достоверность переноса полученных данных на натуру имеют первостепенное значение.

Методы интенсификации теплообмена, разрабатываемые, как правило, в стендовых условиях, позволяют также повысить эффективность (к. п. д.) установки, обеспечивая, например, снижение температуры уходящих газов. Поэтому в книге рассматриваются основные методы интенсификации теплообмена в теплообменном энергетическом оборудовании.

Эксплуатация теплообменного оборудования сопровождается процессами эрозии и загрязнения поверхностей теплообмена. Вопросы моделирования этих процессов тоже актуальны и рассматриваются в данной книге в соответствующих разделах. Для оценки эрозии трубных пучков рассматривают также вопросы математического моделирования.

Моделирование газовоздуховодов, подводящих рабочие агенты к поверхности нагрева, также актуально, поскольку в стесненных условиях эти элементы изготовляются нестандартными, что обусловливает возникновение отрывных и нестационарных явлений, которые в ряде случаев недопустимы и устраняются в результате модельной отработки. Данному вопросу в книге посвящена отдельная глава.

Вопросы измерения скоростей, температур, давлений и турбулентности, а также визуальные наблюдения имеют важное значение при модельных исследованиях и рассмотрены в специальном разделе.

Настоящая книга имеет целью дать практические рекомендации по моделированию энергетического теплообменного оборудования. При этом общие вопросы теории моделирования и анализ размерностей фактически не рассматриваются, так как по ним имеется обширная литература.

Замечания по книге необходимо направлять по адресу: 191065, Ленинград, Марсово поле, д. 1. Ленинградское отделение Энергоатомиздата.

Автор

A – поглощательная способность тела

$a = \frac{\lambda}{c\rho}$ – температуропроводность, м²/с

c_p – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)

c_f – коэффициент трения

d, D – диаметр, м

g – ускорение силы тяжести, м/с²

α, k – коэффициент теплоотдачи, теплопередачи, Вт/(м²·К)

Tu – степень турбулентности потока

p – давление, Па

Q – количество теплоты, Дж

q – плотность теплового потока, Вт/м²

R – радиус, м

r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг

t – время, с или ч

T – абсолютная температура, К

ϑ – температура, °С

V – объем, м³

$v^* = \sqrt{\tau_{ст}/\rho}$ – динамическая скорость, м/с

w, u – скорость течения, м/с

x, y, z – координаты, м

δ – толщина, м

ζ – коэффициент сопротивления

$\eta = v^* y/\nu$ – безразмерное расстояние от стенки

λ – теплопроводность, Вт/(м·К)

μ – динамическая вязкость, Па·с

ν – кинематическая вязкость, м²/с

ξ – безразмерная координата

ρ – плотность, кг/м³

σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м

τ – касательное напряжение, Н/м²

s_1, s_2 – поперечный и продольный шаги пучка, м

$\bar{s}_1 = s_1/d, \bar{s}_2 = s_2/d$ – безразмерные шаги пучка

l – длина, м

G – расход, кг/с

$\varphi = \frac{\bar{s}_1 - 1}{\bar{s}_2' - 1}$ – геометрический параметр пучка ($\bar{s}_2'$ – диагональный шаг)

$\psi = T_{ст}/T_{п}$ – температурный фактор

$\Omega = \dfrac{M}{kd_э}$ – характеристика крутки

f – частота пульсаций, Гц

v' – пульсационная составляющая скорости, м/с

C – концентрация, кг/м^3

Q' – теплота сгорания, Дж/кг

a_ψ – степень черноты

σ' – коэффициент излучения частицы, Вт/(м$^2 \cdot$ К^4)

$\mathrm{Re} = wd/\nu$ – критерий Рейнольдса

$\mathrm{Pr} = \nu/a$ – критерий Прандтля

$\mathrm{Nu} = \alpha d/\lambda$ – критерий Нуссельта

$\mathrm{Pr_д}$, Sc – диффузионный критерий Прандтля

$\mathrm{Nu_д}$, Sh – диффузионное число Нуссельта

$\mathrm{Pr_т} = \nu_т/a_т$ – турбулентное число Прандтля

$\mathrm{Sh} = L/w\tau$ – критерий Струхаля

$\mathrm{Fr} = w^2/(gl)$ – критерий Фруда

$\mathrm{Ar} = \dfrac{gl^3}{\nu^2}\overline{\Delta\rho}$ – критерий Архимеда

$\mathrm{Ho} = w_1\tau_\delta/L$ – критерий гомохронности

$K_c = \dfrac{\beta_c \gamma_1 c_1}{\gamma_к}$ – стехиометрический критерий

$\mathrm{Bi} = \alpha\delta_{0\,max}/\lambda'$ – критерий Био

$\mathrm{St} = \dfrac{\sigma_т \delta_{0\,max}}{\lambda'}$ – критерий Старка

$\mathrm{Bu} = kl$ – критерий Бугеля

$\mathrm{We} = \sigma/[(\gamma' - \gamma'')D^2]$ – критерий Вебера

$\mathrm{K} = r/[c_p(t_2 - t_1)]$ – критерий Кутателадзе

$\Pi_1 = \alpha_п \rho_п w_п^2/(g\lambda_к\rho_к)$ – критерий, учитывающий динамическое воздействие скорости пара на пленку конденсата

$И = \dfrac{\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0}{(\zeta/\zeta_0)^{0,267}}$ – критерий эффективности поверхности теплообмена

Λ – дифференциальный оператор

I – сила тока, А

Ω – телесный угол

Π – поправка на нестационарность

ϵ – коэффициент загрязнений, м$^2 \cdot$ К/Вт

$\eta_{сг}$ – полнота сгорания

Индексы: т – турбулентный, тепловой; штрих указывает, что величина относится к твердой или жидкой фазе, а два штриха – что к паровой (газовой) фазе; ст – стенка (твердая поверхность); к – конвективный; гр – граничный; э – эквивалентный; д – динамический; пот – поток; б – буфер; ж.с – живое сечение; вх – вход; г – газ; пр – пребывание; исп – испарение; см – смешение; сг – сгорание.

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ НАИБОЛЕЕ УПОТРЕБИТЕЛЬНЫМИ ЕДИНИЦАМИ, ВОШЕДШИМИ В КНИГУ

Количество теплоты:

1 ккал = 4186,8 Дж; 1 Дж = $0{,}239 \cdot 10^{3}$ ккал .

Тепловой поток:

1 ккал/ч = 1,163 Вт; 1 Вт = 0,8598 ккал/ч

Плотность теплового потока:

1 ккал/ $(м^2 \cdot ч)$ = 1,163 Вт/$м^2$;
1 Вт/$м^2$ = 0,8598 ккал/ $(м^2 \cdot ч)$

Коэффициент теплоотдачи, теплопередачи:

1 ккал/ $(м^2 \cdot ч \cdot К)$ = 1,163 Вт/ $(м^2 \cdot К)$;
1 Вт/ $(м^2 \cdot К)$ = 0,8598 ккал/ $(м^2 \cdot ч \cdot К)$

Удельная теплоемкость:

1 ккал/ $(м^2 \cdot ч \cdot К)$ = 4186,6 Дж/ (кг · К);
1 Дж/ (кг · К) = $0{,}2339 \cdot 10^{-3}$ ккал/ (кг · К)

Теплопроводность:

1 ккал/ (м · ч · К) = 1,163 Вт/ (м · К);
1 Вт/ (м · К) = 0,8598 ккал/ $(м^2 \cdot ч \cdot К)$

Температуропроводность:

1 $м^2$/ч = $2{,}778 \cdot 10^{4}$ $м^2$/с

Давление:

1 бар = 10^5 Н/$м^2$ = 1,0197 кгс/$см^2$ = 750,06 мм рт. ст.;
1 кгс/$см^2$ = 98066,5 Н/$м^2$ = 0,9807 бар;
1 ат = 760 мм рт. ст. = $1{,}013 \cdot 10^5$ Н/$м^2$ = 1,013 бар
1 Па = 1 Н/$м^2$; 1 МПа = 10,2 ат; 1 кПа = 0,0102 ат; 1 ат = $9{,}8 \cdot 10^4$ Па

ГЛАВА 1

ПРАВИЛА МОДЕЛИРОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

1.1. ОСНОВНОЕ ПРАВИЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как известно, метод моделирования позволяет распространить результаты исследований модели теплообменника на натурные условия и получить обобщенные результаты, или, иными словами, осуществить на модели явление, подобное натурному.

При моделировании процессов аэродинамики и теплообмена в теплообменниках, как и в других агрегатах, одноименные характеристики образца и модели должны отличаться друг от друга постоянным множителем – быть подобными. Простейшим аналогом такого условия является геометрическое подобие, например подобие треугольников, при котором стороны треугольников отличаются одна от другой по длине в соответственно n раз.

Основное правило моделирования, сформулированное впервые М. В. Кирпичевым и А. А. Гухманом [46], гласит: подобны те системы, условия однозначности которых подобны, а критерии, составленные из условий однозначности, численно равны.

Полное подобие модели образцу определяется следующими условиями:

1) процессы в модели и образце относятся к одному классу явлений;
2) эти процессы описываются одними и теми же уравнениями;
3) соблюдается геометрическое подобие;
4) безразмерные краевые условия численно равны;
5) определяющие критерии подобия численно равны.

Указанные пять условий определяют полное моделирование процесса.

Точное воспроизведение в модели численных значений всех определяющих критериев при большом их числе и при условии геометрического подобия практически невозможно.

Как правило, прямое моделирование различными моделирующими жидкостями можно проводить в случае одного определяющего критерия. Так, например, для задачи определения коэффициента гидравлического сопротивления в пучках труб в воздушном потоке таким критерием

является число Re. В этом случае моделирование можно проводить как на воздухе, так и на жидкости. Если же необходимо определить и теплообменные характеристики, то вторым определяющим критерием будет число Pr, значения которого для воздуха и жидкости существенно различны, и применение этой жидкости в качестве моделирующей для газовой задачи неприемлемо. Так обстоит дело в случае двух определяющих критериев. При увеличении их числа задача еще более усложняется.

На практике, как правило, эти условия полного подобия не выполняются, что вынуждает переходить на приближенное моделирование, при котором в модели воспроизводится тот же физический процесс, что и в образце, при частичном нарушении некоторых из перечисленных пяти условий полного моделирования. Возможна также ситуация, когда воспроизводится только часть физического процесса. Применительно к теплообменникам используется локальное тепловое моделирование и локальное аэродинамическое моделирование, которые подробно будут рассмотрены ниже.

Возможно также моделирование по аналогии, когда в модели воспроизводится процесс другой физической природы, чем в образце, но описываемый одинаковыми безразмерными уравнениями. Примером моделирования по аналогии является моделирование процесса теплопроводности и потенциального обтекания идеальной жидкостью процессом электропроводности.

Критерии подобия на практике определяются или в результате анализа размерностей параметров, или в результате анализа дифференциальных уравнений, описывающих процесс.

1.2. ОСНОВНЫЕ КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ПРОЦЕССОВ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Анализ размерностей. Метод основан на том факте, что решение физических задач не должно зависеть от выбора системы единиц, которая отражается только на численных коэффициентах уравнений, но не на их структуре. Безразмерные характеристики физического процесса подчиняются теореме Бэкингема (π-теореме) [46]

$$i = n - m,$$

где i – наибольшее число безразмерных комплексов; n – число размерных параметров, характеризующих процесс; m – число первичных размерностей.

Анализ размерностей рассмотрим на примере задачи о теплообмене в трубе при турбулентном течении.

Коэффициент теплоотдачи α [Дж/(м^2·К·с)] зависит от скорости теплоносителя w [м/с], динамической вязкости μ [Н·с/м^2] = $=\mu_1$ [кг/(с·м)], удельной теплоемкости c [Дж/(кг·К)], теплопроводности λ [Дж/(м·К·с)], ускорения силы тяжести g [м/с^2], диаметра трубы d [м] и плотности γ [кг/м^3].

Длину трубы исключим из рассмотрения, так как рассматривается стабилизированный процесс теплообмена. Итого, имеем 8 различных параметров, описывающих процесс. Число первичных размерностей равно пяти (джоуль, килограмм, метр, Кельвин, секунда). Число безразмерных комплексов, характеризующих процесс, $i = 8 - 5 = 3$. Для определения этих комплексов применим алгебраический метод Рэлея. Для упрощения уравнений целесообразно сгруппировать некоторые величины, например использовать не линейную скорость, а весовую $w_1 = w\gamma$. Тогда

$$\alpha = A w_1^{(а)} d^{б} c_p^{в} \mu_1^{г} \lambda^{д},$$

Подстановка размерностей в это уравнение дает

$$\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2\cdot\text{К}\cdot\text{с}} = \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^2\cdot\text{с}}\right)^{а} (\text{м})^{б} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}\right)^{в} \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}\cdot\text{с}}\right)^{г} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{м}\cdot\text{К}\cdot\text{с}}\right)^{д}.$$

Суммирование показателей степени при одинаковых основных единицах приводит к следующей системе уравнений:

Дж ... $1 = в + д$;

кг ... $0 = а - в + г$;

м ... $-2 = -2а + б - г - д$;

с ... $-1 = -а - г - д$;

К ... $-1 = -в - д$.

Совместное решение этих уравнений дает

$б = а - 1$; $г = в - а$; $д = 1 - в$.

После подстановки в основное уравнение получаем

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = A \left(\frac{w_1 d}{\mu_1}\right)^a \left(\frac{c_p \mu_1}{\lambda}\right)^в$$

или

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = A\left(\frac{wd}{\nu}\right)^a \left(\frac{\nu c_p \gamma}{\lambda}\right)^в = A\,\mathrm{Re}^{(a)}\,\mathrm{Pr}^{(в)}.$$

Постоянные A, a, $в$ должны определяться на основании модельных экспериментов. Анализ размерностей является первичным звеном изучения процессов, когда еще не составлены уравнения, описывающие процесс. Успех дела здесь зависит от правильности определения физических величин, влияющих на процесс, что часто определяется интуицией исследователя. Наоборот, включение в рассмотрение величин, несущественных для данного процесса, приводит к неправильным критериям.

Полученные критерии подразделяются на определяющие и неопределяющие. К первым относятся безразмерные комплексы, составленные из величин, входящих в условия однозначности процесса (геометрические свойства системы, физические характеристики, начальное состояние системы и граничные условия). Ко вторым относятся комплексы, не входящие в условия однозначности. Определяющие критерии являются независимыми переменными, а неопределяющие – зависимыми переменными, причем каждый из неопределяющих критериев есть функция совокупности определяющих критериев. В приведенном выше примере числа Re и Pr являются определяющими критериями, а число Nu – определяемым. Если при использовании метода размерностей решение задачи зависит от квалификации исследователя, то система критериев из анализа дифференциальных уравнений получается автоматически путем представления уравнений в безразмерной форме.

Анализ дифференциальных уравнений. Получение критериев подобия на основе анализа дифференциальных уравнений проиллюстрируем на примере условий теплового подобия, когда подобны температурные поля и тепловые потоки (соблюдается также геометрическое и гидродинамическое подобие) [65].

Для двух подобных в тепловом отношении систем имеем уравнения: для первой системы уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial t'}{\partial \tau'} + w_x' \frac{\partial t'}{\partial x'} + w_y' \frac{\partial t'}{\partial y'} + w_z' \frac{\partial t'}{\partial z'} = a' \left(\frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 t'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 t'}{\partial z'^2}\right);$$

уравнение теплообмена

$$\alpha' \Delta t' = -\lambda' \frac{\partial t'}{\partial y'};$$

для второй системы те же уравнения будут

Таблица 1.1

Критерий	Наименование	Физический смысл и область применения
$Re = \frac{wd}{\nu}$	Критерий режима течения (критерий Рейнольдса)	Характеризует гидродинамический режим потока и определяет соотношение в нем сил инерции и молекулярного трения. Применяется при изучении вынужденных течений
$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$	Безразмерный коэффициент теплоотдачи (критерий Нуссельта)	Характеризует соотношение между интенсивностями конвективной теплоотдачи и теплопроводности в пограничном слое потока. Применяется в исследованиях теплообмена при конвекции
$Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2}$	Критерий подобия сил давления (критерий Эйлера)	Характеризует соотношение сил давления и инерции в потоке. Применяется при определении гидравлических потерь
$Pe = \frac{wl}{a}$	Критерий теплового подобия (критерий Пекле)	Характеризует соотношение конвективного и молекулярного переносов теплоты в потоке. Применяется в исследованиях теплообмена при конвекции
$Pr = \frac{\nu}{a}$	Критерий подобия температурных и скоростных полей (критерий Прандтля)	Характеризует меру подобия скоростных и температурных полей (при $Pr = 1$, $\Delta p = 0$, указанные поля подобны). Характеризует также свойства теплоносителей. Применяется в исследованиях теплообмена при конвекции
$Fr = \frac{w^2}{gl}$	Критерий гравитационного подобия (критерий Фруда)	Характеризует соотношение сил инерции и тяжести в однородном потоке
$Ga = \frac{gl^3}{\nu^2}$	Критерий подобия полей свободного течения (критерий Галилея)	Характеризует соотношение сил тяжести и молекулярного трения в потоке
$Ar = gL^3\overline{\Delta\rho}/\nu^2$	Критерий гравитационной конвекции (критерий Архимеда)	Характеризует соотношение Архимедовой подъемной силы, обусловленной различием плотностей тяжелой и легкой фаз (сред), и сил молекулярного трения в потоке

$St = \frac{\alpha}{c\rho u}$	Критерий Стентона	Характеризует соотношение между интенсивностью теплоотдачи и удельным теплосодержанием потока. Применяется при изучении процессов вынужденной конвекции
$Ar = \frac{\sqrt{\rho' \sigma^3}}{(\mu')^3 g (1 - \frac{\rho''}{\rho'})}$	Модифицированный критерий Архимеда	Характеризует взаимодействие капиллярных вязких и гравитационных сил внутри двухфазной среды
$K_{кр} = \frac{q_{кр}}{r\sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}}$	Критерий устойчивости двухфазной системы	Характеризует критическую скорость паровой (газовой) фазы
$Ra = Gr Pr$	Критерий Рэлея	Характеризует интенсивность возмущений температурного и скоростного поля под действием гравитационных сил
$Pr_д = \frac{\nu}{D}$	Диффузионное число Прандтля	Характеризует соотношение диффузионных и гидродинамических молекулярных переносов
$Le = \frac{D}{a}$	Число Льюиса	Характеризует соотношения диффузионных и тепловых молекулярных переносов
$Gr = \frac{g \beta \vartheta d^3}{\nu^2}$	Критерий термогравитационной конвекции (критерий Грасгофа)	Характеризует соотношение сил молекулярного трения и подъемной силы, обусловленной различием плотностей в различных точках
$Fo = \frac{a \tau}{l^2}$	Критерий тепловой гомохронности (число Фурье)	Характеризует скорость изменения температурного поля. Применяется при исследовании процессов нестационарной теплопроводности
$Ho = \frac{w \tau}{l}$	Критерий гидродинамической гомохронности	Характеризует скорость изменения скоростного поля. Применяется при исследовании процессов нестационарной гидродинамики
$Bi = \frac{\alpha l}{\lambda_{ст}}$	Критерий теплового подобия (число Био)	Характеризует связь между полями температур в твердом теле и условиями теплоотдачи на его поверхности, являясь мерой отношения внутреннего и внешнего термических сопро-

Продолжение табл. 1.1

Критерий	Наименование	Физический смысл и область применения
		тивлений. Применяется при исследовании процессов нестационарной теплопроводности
$M = \frac{w}{c}$	Критерий газодинамического подобия (число Маха)	Характеризует связь между скоростью среды и звука. Применяется при исследовании околозвуковых и сверхзвуковых течений газа
$De = Re \sqrt{\frac{d_{вн}}{d_м}}$	Число Дина	Характеризует гидродинамический режим течения в криволинейных каналах. Применяется при исследовании процессов теплообмена и гидродинамики в таких каналах
$St = ut_п/L$	Критерий Струхаля	Характеризует пульсационные характеристики вихревого потока
$We = \frac{\mu w}{\sigma}$ $We = \frac{\sigma}{(\gamma' - \gamma'')l^2}$	Критерий подобия процессов, определяемых действием поверхностного натяжения (критерий Вебера)	Характеризует соотношение сил поверхностного натяжения и молекулярного трения. Применяется при исследовании процессов с существенным влиянием сил поверхностного натяжения
$K = \frac{r}{c\Delta t}$	Критерий теплового подобия при физико-химических превращениях (критерий Кутателадзе)	Характеризует соотношение теплового потока, идущего на фазовое превращение, и теплоты перегрева (переохлаждения) одной из фаз по отношению к температуре насыщения. Применяется при исследовании двухфазных парожидкостных потоков
$Ja = \left(K \frac{\rho''}{\rho'}\right)^{-1}$	Число Якоба	Характеризует те же процессы, что и критерий Кутателадзе, но в объемных единицах
$L = \frac{l}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}}$	Критерий Лапласа	Характеризует соотношение линейного размера тела и масштаба капиллярно-гравитационного взаимодействия

$\mathrm{Nu}^* = \frac{\alpha}{\lambda'}\left[\frac{\nu'^2}{g(\rho' - \rho'')}\right]^{1/3}$	Модифицированный критерий Нусельта	Использует линейный масштаб, характерный для процессов, в которых определяющую роль играет вязкостно-гравитационное взаимодействие
$\eta = \frac{v_*^i y}{\nu^i}$	Модифицированный критерий Рейнольдса	Использует скорость трения на стенке $v'_* = (\tau/\rho)^{0,5}$ или на поверхности раздела фаз $v''_* = (\tau_{\text{пл}}/\rho'')^{0,5}$. Применяется при вынужденном движении однофазных и двухфазных потоков
$\mathrm{Nu}_{\text{Д}} = \frac{\alpha_{\text{Д}} d}{D}$	Диффузионное число Нуссельта	Характеризует соотношение между интенсивностями конвективного массообмена и молекулярной диффузии в пограничном слое потока. Применяется при изучении процесса диффузии в вынужденном потоке
$\mathrm{Bo} = \rho u \frac{i_1 - i_2}{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}$	Критерий Больцмана	Характеризует соотношение между продольным конвективным переносом энтальпии и потоком лучистой энергии. Применяется при изучении лучистого теплообмена
$\mathrm{Bu} = xl$	Число Бугера	Характеризует безразмерный ход луча. Применяется при изучении лучистого теплообмена
$Fr_0 = \frac{\zeta \rho'' u_0^2}{g R_1 (\rho' - \rho'')}$	Критерий витания	Характеризует отношение гидродинамического сопротивления к силе тяжести. Применяется при изучении систем газ–твердые частицы
$\mathrm{Arr} = \frac{E}{RT_a}$	Критерий Аррениуса	Определяет меру реакционной способности смеси. Применяется при изучении процессов горения
$\mathrm{Pr}_{\text{т}} = \frac{\nu_{\text{т}}}{a_{\text{т}}}$	Турбулентное число Прандтля	Определяет соотношение между турбулентной вязкостью и турбулентной теплопроводностью в потоке (является функцией координат)
$И = \frac{\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0}{\left(\sqrt{\frac{\zeta}{\zeta_0}}\right)^{n_1}}, n_1 \approx 0,8$	Критерий теплогидравлической эффективности поверхности теплообмена	Характеризует теплообмен поверхности при равных с гладким каналом потерях на сопротивлении. Применяется при изучении процессов интенсификации теплообмена

$$\frac{\partial t''}{\partial \tau''} + w_x'' \frac{\partial t''}{\partial x''} + w_y'' \frac{\partial t''}{\partial y''} + w_z'' \frac{\partial t''}{\partial z''} = a'' \left(\frac{\partial^2 t''}{\partial x''^2} + \frac{\partial^2 t''}{\partial y''^2} + \frac{\partial^2 t''}{\partial z''^2} \right);$$

$$\alpha'' \Delta t'' = -\lambda'' \frac{\partial t''}{\partial y''}.$$

Вследствие подобия имеем

$$\frac{x''}{x'} = \frac{y''}{y'} = \frac{z''}{z'} = c_l; \quad \frac{\tau''}{\tau'} = c_\tau; \quad \frac{w_x''}{w_x'} = \frac{w_y''}{w_y'} = \frac{w_z''}{w_z'} = c_w;$$

$$\frac{t''}{t'} = \frac{\Delta t''}{\Delta t'} = c_t; \quad \frac{a''}{a'} = c_a; \quad \frac{\lambda''}{\lambda'} = c_\lambda; \quad \frac{\alpha''}{\alpha'} = c_\alpha.$$

Выражая переменные второй системы через переменные первой получим

$$\frac{c_t}{c_\tau} \frac{\partial t'}{\partial \tau'} + \frac{c_w c_t}{c_l} \left(w_x' \frac{\partial t'}{\partial x'} + w_y' \frac{\partial t'}{\partial y'} + w_z' \frac{\partial t'}{\partial z'} \right) =$$

$$= \frac{c_a c_t}{c_l^2} a' \left(\frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 t'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 t'}{\partial z'^2} \right); \quad c_a c_t \alpha' \Delta t' = -\frac{c_\lambda c_t}{c_l} \lambda' \frac{\partial t'}{\partial y'}.$$

Из условия тождественности рассматриваемых двух систем уравнений имеем

$$\frac{c_t}{c_\tau} = \frac{c_a c_t}{c_l^2} \quad \text{или} \quad \frac{c_a c_\tau}{c_l^2} = 1;$$

$$\frac{c_w c_t}{c_l} = \frac{c_a c_t}{c_l^2} \quad \text{или} \quad \frac{c_w c_l}{c_a} = 1;$$

$$c_\alpha c_t = \frac{c_\lambda c_t}{c_l} \quad \text{или} \quad \frac{c_\alpha c_l}{c_\lambda} = 1,$$

чему соответствует

$$\frac{a' \tau'}{l'^2} = \frac{a'' \tau''}{l''^2} \quad \text{или} \quad \frac{a\tau}{l^2} = \text{Fo} = \text{idem};$$

$$\frac{w' l'}{a'} = \frac{w'' l''}{a''} \quad \text{или} \quad \frac{wl}{a} = \text{Pe} = \text{idem};$$

$$\frac{\alpha' l'}{\lambda'} = \frac{\alpha'' l''}{\lambda''} \quad \text{или} \quad \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{Nu} = \text{idem}.$$

Указанные критерии определяют тепловое подобие.

Критерии подобия, найденные или с помощью теории размерности или путем анализа уравнений процесса, используются в теории моделей. Обычно полученные на уменьшенных моделях опытным путем данные обобщаются в виде связей между критериями и используются для расчета натурных установок. Эксперименты на модели проводят обычно при одинаковых с натурой значениях определяющих критериев. При уменьшенных размерах модели рабочее число Рейнольдса достигается увеличением скорости, уменьшением температуры (уменьшением кинематической вязкости ν), применением другой жидкости. При уменьшении размера модели следует иметь в виду, что при этом, как правило, увеличивается относительная шероховатость, уменьшаются эффекты, связанные с естественной конвекцией и т. д., т. е. необходимо тщательно учитывать возможное влияние различных факторов. В ряде случаев "уменьшенное" моделирование вообще, строго говоря, неприменимо (ряд вопросов исследования двухфазных потоков, горения и химических превращений). В этих случаях используется приближенное моделирование.

Как известно, критерии подобия обычно называют именами ученых, впервые их определивших или имеющих большие заслуги в соответствующей области, и обозначают либо двумя начальными буквами фамилии (Re – Рейнольдс, Nu – Нуссельт и т. д.), либо одной (K – Кутателадзе).

В табл. 1.1 приводятся основные критерии подобия, применяемые при моделировании энергетических теплообменников, их физический смысл и область применения. Примеры практического использования этих критериев даются в последующих главах.

1.3. АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИ СОБЛЮДЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ И ПОНИЖЕННЫХ ЧИСЛАХ Re

В ряде случаев на практике наблюдается независимость одного или нескольких зависимых критериев от какого-либо определяющего критерия в определенных областях его изменения. Так, коэффициент сопротивления различных поворотов или тройников оказывается независимым от числа Рейнольдса при $Re > 10^4$. Коэффициент сопротивления пучков шероховатых труб также не зависит от числа Re. Такое явление называется автомодельностью.

При наличии автомодельности изучение автомодельного поля или иной характеристики можно проводить на моделях при значениях определяющего параметра, меньших, чем в натурном образце.

Обеспечение в моделях котлов, газоходов и другого оборудования натурных чисел Re ($Re_н \approx 10^6 \div 10^7$) потребует мощных дутьевых средств и во многих случаях практически невыполнимо. Как правило, при течении рабочего тела в таких агрегатах имеются отрывные зоны и общий коэффициент сопротивления в широком диапазоне чисел Re не зависит от числа Рейнольдса. Это, в частности, означает, что поля скоростей при изменении

геометрического масштаба в указанной автомодельной области подобны друг другу. Ясно, что исследование рабочих процессов, связанных с движением рабочего агента, следует производить при числе Рейнольдса, соответствующем нижней границе автомодельной области по этому критерию. В этом случае резко сократится производительность и напор потребных для моделирования дутьевых средств. Выбор масштаба модели во многом определяется указанным обстоятельством.

Основное затруднение при этом заключается в том, что указанная нижняя граница по числу Re ($Re_{гр}$) зависит от конструкции модели и, в принципе, должна определяться экспериментально, т. е. когда модель уже изготовлена. Чем больше в модели угловых зон, острых углов, создающих отрывные области, тем раньше по числу Рейнольдса наступит автомодельность. Наоборот, при отсутствии отрывов потока, как это имеет место при течении в гладких каналах, автомодельного режима вообще не будет, поскольку процесс определяется вязкими эффектами, и только при очень больших числах Re ($Re > 10^7$) практически наступает автомодельность в этом случае. Физически величина Re определяется взаимодействием сил вязкости и инерции. Опыт показывает, что для моделей котлов, газоходов и элементов с местными сопротивлениями $Re_{гр} = (2 \div 4) \cdot 10^4$. Для пучков труб $Re_{гр}$ зависит от степени шероховатости.

Однако при исследовании теплообмена не только величина $Re_{гр}$ определяет масштаб модели и ее элементов. Например, при исследовании теплообмена в трубных пучках необходимо обеспечить минимальное число Рейнольдса, отвечающее исследуемому режиму течения. Так, для смешанного режима обтекания пучков минимальным будет $Re = 2000$. При $Re < 2000$ преобладает ламинарный режим. Указанное обстоятельство необходимо учитывать при проектировании моделей.

Важным фактором при выборе масштаба модели является также условие надежности измерения параметров потока. Так, при локальной скорости $w < 3$ м/с ее трудно с необходимой точностью измерить шаровым зондом или трубкой Прандтля, и в этих случаях необходимо применять термоанемометр.

1.4. ЛОКАЛЬНОЕ ТЕПЛОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Метод локального моделирования позволяет существенно упростить эксперимент. Сущность этого метода для пучка состоит в том, что обогревается отдельная трубка пучка вместо обогрева всех трубок, как при полном моделировании. Аэродинамическая обстановка при этом воспроизводится полностью. Строго говоря, при условии Pr = idem требуется обеспечение подобия тепловых граничных условий и температурного фактора. Ясно, что влияние соседних трубок на тепловые граничные условия будет происходить в том случае, если минимальное расстояние между трубками в пучке будет меньше, чем толщина тепловых пограничных слоев, т. е. при условии выполнения неравенства $(s - d)/2 < \delta$, где s – шаг трубок в наиболее узком месте пучка, δ – толщина погра-

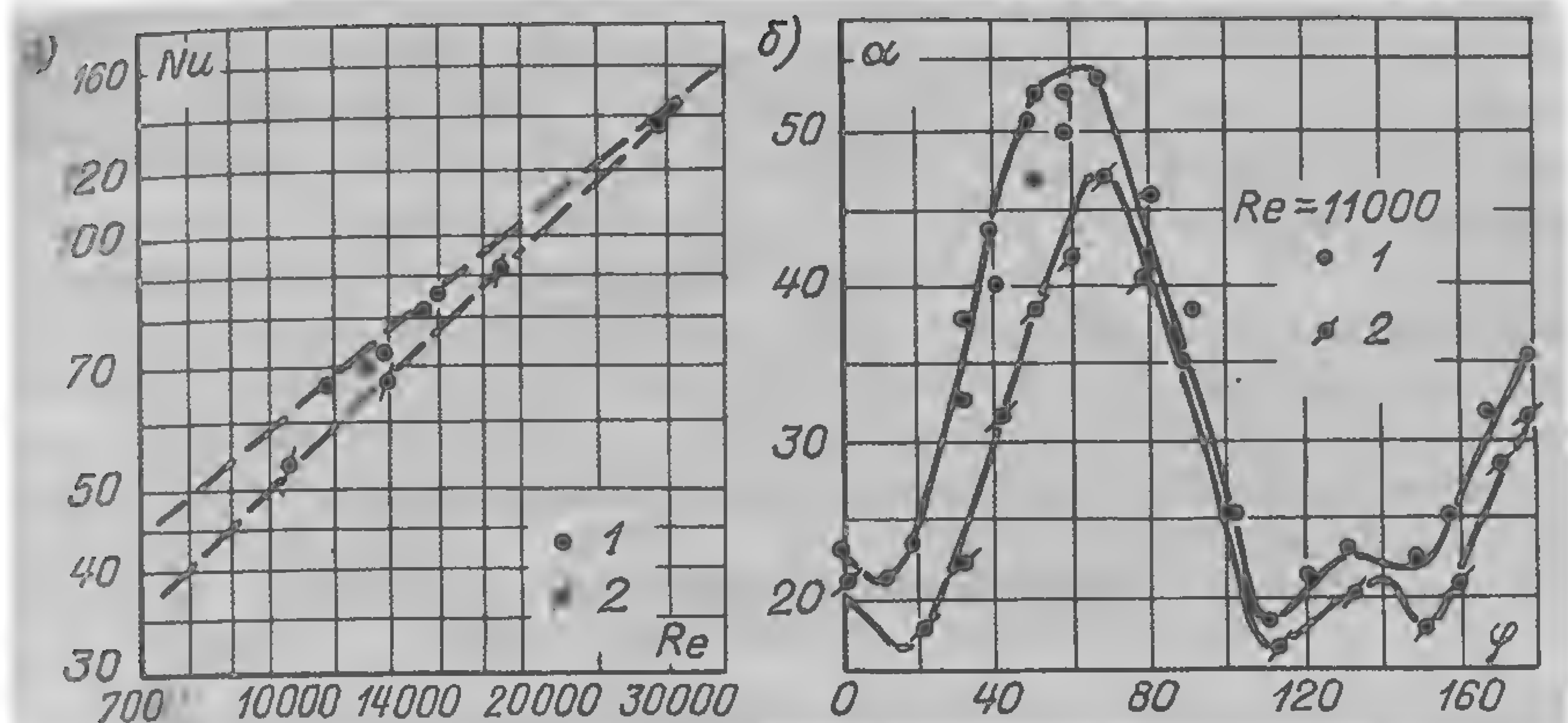


Рис. 1.1. Сравнение методов локального и полного моделирования: *а* – по среднему теплообмену (коридорный пучок с $\bar{s}_1 = 2$; $\bar{s}_2 = 1{,}25$); *б* – по местному теплообмену

1 – результаты локального моделирования; *2* – результаты полного моделирования

ничного слоя в этом месте. Поскольку $\delta = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, s_1, s_2)$, то практическое определение этой величины затруднено и можно пользоваться лишь приближенными оценками δ, приведенными, например, в работе [30]. Ясно, что с ростом числе Re толщина пограничного слоя уменьшается и условия применения метода локального моделирования улучшаются. Отсюда следует, что метод локального моделирования можно применять для относительно редких пучков; для тесных пучков погрешность будет возрастать.

На рис. 1.1 приведены погрешности, получаемые при применении метода локального моделирования для относительно тесного коридорного пучка ($s_1 = 2d, s_2 = 1{,}25d$) по опытам Г. А. Михайлова. Как видно из графика, при малых числах Re ($\mathrm{Re} = 10^4$) погрешность достигает 17%; при Re = 30000 она становится пренебрежимо малой. Условия перемешивания потока в пучке необходимы для более точного определения температуры жидкости, а следовательно, и температурного напора. Ясно, что в пучках с малым продольным шагом поток не успевает перемешаться и для определения средней температуры необходимо точное определение поля температур. При наличии хорошего перемешивания это условие упрощается. Ограниченность опытных данных по сопоставлению результатов, полученных методами полного и локального теплового моделирования, не позволяет строго определить границы применимости метода локального моделирования. Для шагов труб $\bar{s}_1 = \bar{s}_2 = 2$ Г. А. Михайловым экспериментально показана идентичность результатов, полученных этими двумя методами при $\mathrm{Re} > 7000$. Поэтому можно считать, что при $\bar{s}_1 \geqslant 2$ и $\bar{s}_2 \geqslant 2$ метод локального моделирования можно с успехом применять на практике при $\mathrm{Re} > 7000$. При $\bar{s}_1 < 2$, $\bar{s}_2 < 2$, $\mathrm{Re} < 30000$ необходимо применять метод полного теплового моделирования. Определение

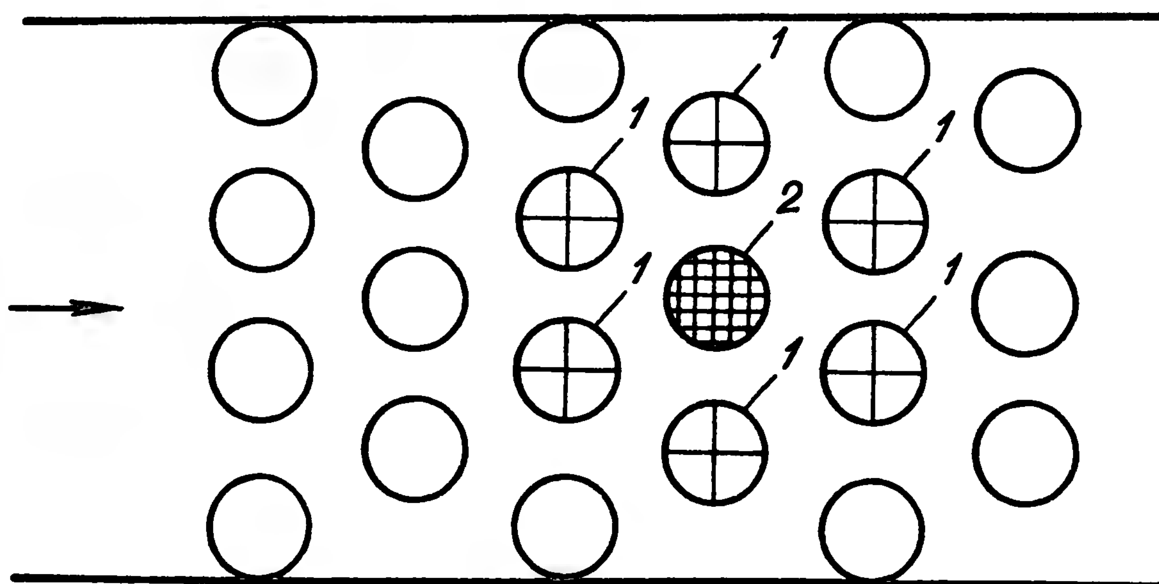


Рис. 1.2. Схема метода охранных трубок
1 – охранные трубки; *2* – измерительная трубка

локальных теплообменных характеристик также значительно проще проводить методом локального теплового моделирования, и при этом будут возникать погрешности, аналогичные погрешностям при определении средних характеристик. На рис. 1.1, *б* показано сравнение распределений локальной теплоотдачи, полученных методом полного и локального моделирования. Для тесных пучков ($\bar{s}_1 = 2$; $\bar{s}_2 = 1{,}25$) погрешность, как это следует из графиков, составляет примерно 10%.

Модифицировать метод локального моделирования возможно путем нагрева "охранных" трубок, окружающих измерительную трубку, как это показано на рис. 1.2. В этом случае для измерительной трубки соблюдаются условия полного теплового моделирования.

Применение метода локального моделирования для оребренных пучков также ограничено по параметрам пучка и потока. В этом случае поправочные коэффициенты в меньшей степени зависят от числа Re, так как условия перемешивания на плоских ребрах в меньшей степени

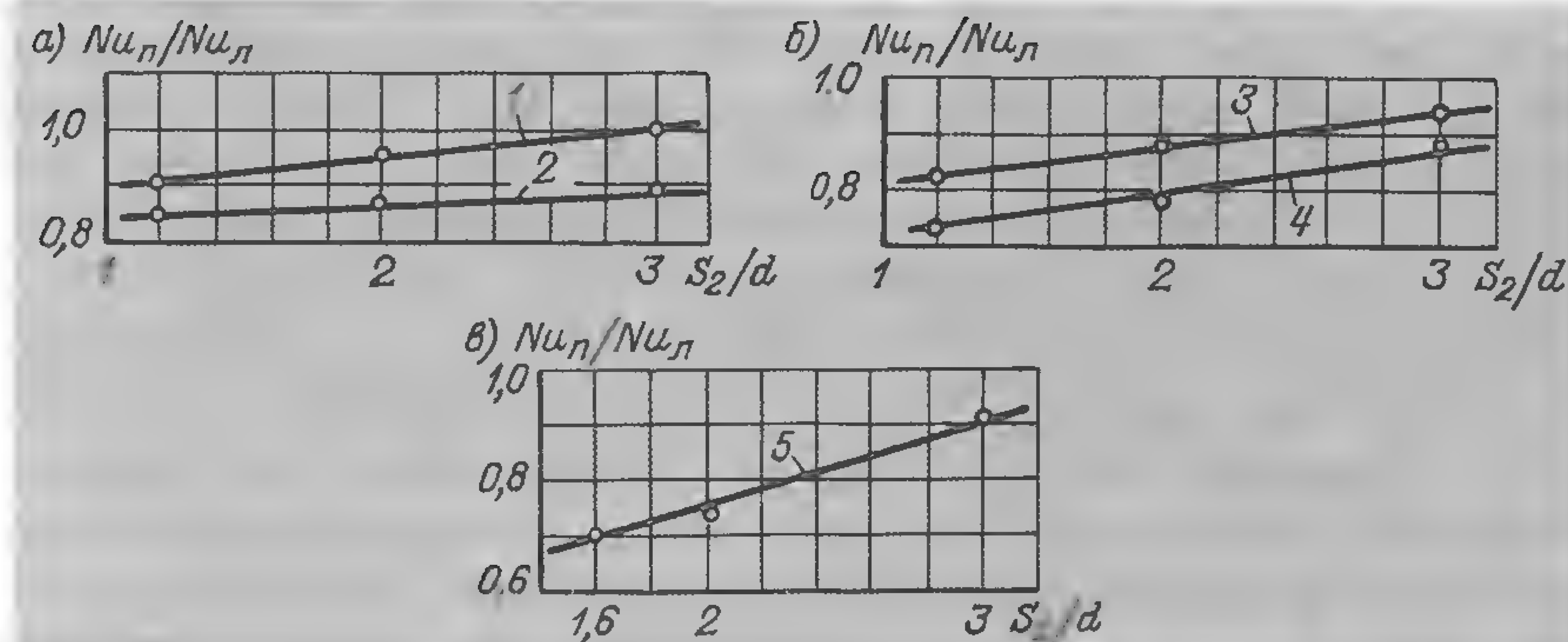


Рис. 1.3. Поправочные коэффициенты, учитывающие отличие результатов полного моделирования от результатов локального для оребренных пучков: *а* – шахматные пучки с $s_1 = 2d$; *б* – то же с $s_1 = 3d$; *в* – коридорные пучки с $s_1 = 2d$
1 – Re = 4 · 10⁴; *2* – Re = 10⁴; *3* – Re = 4 · 10⁴; *4* – Re = 10⁴; *5* – Re = 6 · 10⁴

зависят от этого параметра. На рис. 1.3 показаны поправочные коэффициенты пересчета данных от локального метода к полному для различных пучков и чисел Re согласно [93]. Из графиков видно, что с ростом продольного шага погрешность уменьшается. Указанные поправки получены для пучков со степенью оребрения $n = 5{,}1$. Для пучков с иной степенью оребрения эти поправки могут изменяться.

Исследования влияния температурного фактора целесообразно проводить в условиях полного теплового моделирования. Абсолютное влияние температурного фактора относительно невелико (особенно при охлаждении). Поэтому погрешности метода локального моделирования, слабо влияющие при малых ψ, могут повлиять на результат при больших ψ (большие неравномерности температурного поля, влияние расточек тепла, излучения и т. д.).

Опыт локального моделирования при исследовании криволинейных поверхностей нагрева рассмотрен в гл. 3.

1.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИ НЕСОБЛЮДЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ

При модельном исследовании теплообменников, как правило, условия геометрического подобия в полном объеме не соблюдаются. При исследовании теплообмена в трубках относительная длина их в натурных условиях достигает $l/d = 100 \div 150$. Поскольку стабилизация конвективного теплообмена происходит при $l/d = 50$, то применяют укороченные трубы, длина которых отвечает этому условию. При исследовании внешнего теплообмена, например при поперечном обтекании пучков, в модели предусматривается не менее 5–6 рядов труб по фронту и 8–10 рядов по глубине. Вообще при исследовании теплообменников широко применяется метод "геометрических вырезок", когда из реального теплообменника "вырезается" и исследуется элемент, в котором процессы теплообмена были бы идентичны этим процессам в реальном теплообменнике. Так, при исследовании моделей газоходов котлов делается плоская "вырезка", поскольку по ширине котла поле скоростей меняется незначительно, и при изучении, например, ширм исследуется одна центральная ширма методом локального моделирования, а несколько соседних ширм устанавливаются для соблюдения локального аэродинамического поля скоростей. При моделировании пакетов регенеративных вращающихся воздухоподогревателей при изучении теплообмена исследуется одна пара листов (канал, образованный этой парой). При моделировании продольного обтекания пучков труб исследуется минимум 6 труб: одна труба в центре и 5 труб вокруг нее. При моделировании аппаратов в виде цилиндров возможно исследование отдельных секторных вырезок.

При изучении теплообмена конвекцией в отдельных поверхностях нагрева котлоагрегатов пучки, располагающиеся до и после исследуемой поверхности, для упрощения модели целесообразно заменить сетками или дырчатыми системами с эквивалентными сопротивлениями.

При моделировании поверхностей нагрева, располагающихся в опускной шахте котла, не имеет смысла моделировать горелочные устройства в полном виде. В этом случае достаточно заменить их амбразурами – отверстиями, так как поле скоростей на входе в опускную шахту определяется за двойным поворотом перед опускной шахтой, который нивелирует влияние закрутки потока, создаваемой регистрами. Для исследования пакетов, располагаемых в горизонтальном газоходе, по-видимому, необходимо более точно смоделировать горелки.

Применительно к горелочным устройствам имеются работы, обосновывающие отказ от геометрического подобия. Подробно этот вопрос рассмотрен в гл. 2.

1.6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПО АНАЛОГИИ

Если физические явления различной природы проистекают в геометрически подобных системах и поля основных их физических величин описываются одними и теми же уравнениями, то такие явления называются аналогичными. Так, например, существует аналогия между процессами теплопроводности и электропроводности, диффузионно-конвективная аналогия, тепло-гидравлическая и т. д. Использование аналогии в ряде случаев упрощает эксперимент и получение расчетных зависимостей. Практические примеры применения аналогий изложены в различных монографиях [43, 46]. Пример использования метода аналогии для исследования тепловых характеристик поверхностей нагрева приводится ниже.

Моделирование теплообмена в поверхностях нагрева теплообменников с помощью аналогии процессов переноса теплоты и массы. Указанная аналогия позволяет в ряде случаев с небольшими затратами и в короткие сроки определить локальные и средние коэффициенты теплоотдачи. Как известно [46], при вынужденном течении аналогия переноса теплоты и массы является следствием того, что оба этих явления описываются одними и теми же дифференциальными уравнениями, что позволяет определять коэффициенты теплоотдачи по измеренному коэффициенту массоотдачи. При подобных условиях однозначности и равенстве коэффициентов переноса ($a = D$) указанная взаимосвязь выражается формулой (аналогия Чилтона–Колборна)

$$\frac{\mathrm{Sh}}{\mathrm{Re\,Sc}^{0,33}} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Re\,Pr}^{0,33}} \qquad (1.1)$$

Указанное уравнение не учитывает переноса массы потоком Стефана при односторонней диффузии. При больших массосодержаниях, когда конвективным потоком пренебрегать нельзя, необходимо ввести сомножитель $(1 - p_п/p)$, учитывающий парциальное давление вещества, диффундирующего у твердой поверхности, и формула приобретает вид

$$\frac{\mathrm{Sh}\,(1 - p_п/p)}{\mathrm{Re\,Sc}^{0,33}} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Re\,Pr}^{0,33}}. \qquad (1.2)$$

В ряде экспериментальных исследований показатель степени у Sc и Pr для лучшего согласования результатов принимается равным 0,42. В опытах применяют

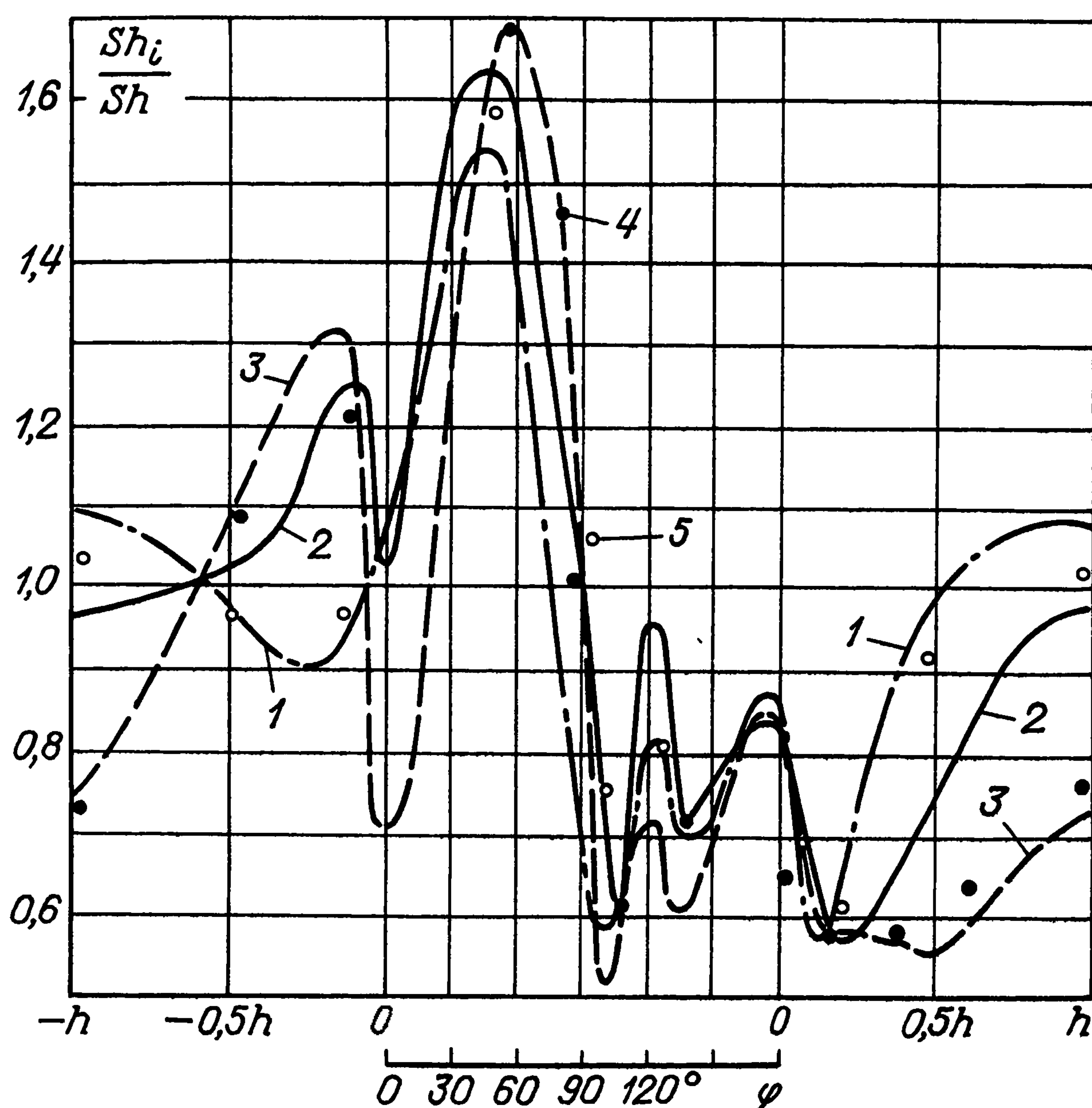


Рис. 1.4. Сопоставление локальных коэффициентов теплоотдачи, полученных методом диффузии и прямыми измерениями для мембранной поверхности (коридорное расположение труб)

$1 - \bar{s}_2 = 3{,}1$; $2 - \bar{s}_2 = 2{,}052$; $3 - \bar{s}_2 = 1{,}526$; $4 - \bar{s}_2 = 2{,}5$ (опыты ЦКТИ); $5 - \bar{s}_2 = 3{,}5$ (опыты ЦКТИ)

многие разновидности диффундирующих веществ: сублимацию нафталина в воздухе, испарение воды со смоченной поверхности (влажного песка или пористого материала), электрохимическую диффузию в жидкостях, диффузию примеси аммиака в воздушном потоке в смоченную ортофосфорной кислотой контактную поверхность и т. д.

Впервые для исследования средней теплоотдачи пучков труб указанный метод в 1920 г. применил Тома, а при исследовании локального теплообмена – Лориш. Недостатком этого метода является влияние торцевого эффекта, для устранения которого приходится применять цилиндры большой длины, а также изменение первоначальной формы тела вследствие неравномерной диффузии вещества по окружности труб. Указанное изменение формы может изменить аэродинамическую структуру потока. Тем не менее простота метода и измерительного оборудования, а также быстрота получения результатов обеспечивает его распространение, тем более что погрешности могут быть оценены. В недавнем времени этот метод был использован для исследования такой сложной поверхности теплообмена, как мембранная [95]. Эта поверхность отличается от обычных, поперечно обтекаемых пучков, наличием плоских проставок, ввариваемых между трубами в узких сечениях. Таким образом, при обтекании таких поверхностей имеют место как поперечное обтекание труб, так и продольное обтекание проставок. Характеристика стенда и методика исследования изложены в [95]. Элементы мембранных поверхностей

изготавливались из нафталина $C_{10}H_8$, и в опытах изучался процесс сублимации нафталина в воздушном потоке.

Связь между характеристиками теплообмена и массообмена определялась формулой

$$Nu = 1{,}234\,Re^{-0{,}0833}Sh, \quad 40 \cdot 10^3 > Re > 5 \cdot 10^3. \tag{1.3}$$

Определяли массу поверхности нагрева до опытов – для определения среднего теплообмена и толщину проставок и локальных размеров цилиндров и проставок – для определения местного теплообмена. На рис. 1.4 показано сопоставление локальных коэффициентов теплоотдачи, полученных прямыми измерениями В. К. Мигаем, А. К. Моргуном и Б. Г. Быстровым и на основании рассматриваемой аналогии между процессами переноса теплоты и массы по данным работы [95]. Как видно из графиков, в общем совпадение удовлетворительное, хотя и наблюдается некоторый разброс.

В целом следует признать, что указанный метод, основанный на рассматриваемой аналогии, характеризуется несколько бо́льшей погрешностью по сравнению с прямыми измерениями теплоотдачи, хотя он значительно проще по исполнению. Если несколько повышенная погрешность допустима для базовых характеристик (что, учитывая последующее загрязнение поверхности нагрева, вполне вероятно), то следует отдать предпочтение более простым и дешевым методам.

В работе [40] теплообмен в трубных пучках исследовался диффузионным методом с использованием трубок диаметром 28 мм из пористого влагопроводящего фарфора. Для предотвращения утечек воды торцы трубок покрывались влагонепроницаемой краской. С целью определения локальной теплоотдачи вдоль образующей трубки прорезали узкую щель; питание водой этой щели проводилось раздельно. Путем поворота трубки определялись локальные коэффициенты теплоотдачи. Опыты проводились при стационарных условиях. Во время опытов по мере испарения вода добавлялась из условия поддержания режима постоянной скорости сушки. В опытах определялось количество воды, испарившейся с поверхности тела за единицу времени, а также температура потока. Подогрев воздуха производился до температуры $t = 50 \div 60$°С. Кроме непосредственного определения коэффициента теплоотдачи по количеству испарившейся воды, осуществлялось определение его по коэффициенту испарения на основании аналогии диффузии – теплообмен по формуле

$$\alpha_i(t_c - t_м)F\tau = G(595 - 0{,}54\,t_м),$$

где α_i – коэффициент теплоотдачи в i-м ряду или на i-м участке поверхности трубки; t_c и $t_м$ – температура сухого и мокрого термометра, F_i – площадь поверхности рассматриваемого участка теплообмена; τ – время опыта; G – расход воды.

Результаты работы [40] по средним и локальным коэффициентам теплоотдачи хорошо согласуются с данными, полученными другими методами.

1.7. ПРИМЕНЕНИЕ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ В ЗАДАЧАХ О ТЕПЛООБМЕНЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПОВЕРХНОСТЯХ НАГРЕВА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ

Теплообмен в поперечно обтекаемых шахматных пучках труб. Как правило, в задачах вынужденной конвекции при обобщении опытных данных в критериях подобия применяются усредненные ско-

рости и температуры. Эти параметры наиболее существенно влияют на характеристики процесса при вынужденной конвекции, и способ усреднения, как известно, сказывается на конечных результатах. В ряде случаев нахождение средней скорости затруднено, и поэтому в критериях подобия применяют некоторые условные скорости, что снижает общность результатов.

Если же удается найти метод определения средней скорости, то аппроксимирующие формулы существенно упрощаются и приобретают большую общность. Покажем это на примере задачи о теплообмене при вынужденной конвекции поперечно обтекаемых шахматных пучков труб.

Обычно при обобщении опытных данных по теплообмену в поперечно обтекаемых пучках труб применяют скорость, отнесенную к площади поперечного сечения $(s_1 - d)l$ [40]. Попытка обобщения опытных данных с применением скорости, отнесенной к узкому сечению пучка (которое при различном поперечном и продольном шаге $\bar{s}_1$ и $\bar{s}_2$ меняется от сечения $(s_1 - d)l$ до сечения $(s_2' - d)l$, где s_2' – диагональный шаг), не привела к обеспечению независимости числа Nu от геометрических параметров. Таким образом, скорость в узком сечении пучка, или максимальная скорость, не является обобщающей характеристикой. На рис. 1.5 показаны опытные данные различных авторов [40] с использованием (в качестве характерной) скорости в сечении $(s_1 - d)l$ и различных геометрических обобщающих комплексов.

При обобщении данных с помощью параметра $\varphi = \dfrac{\bar{s}_1 - 1}{s_2' - 1}$ (рис. 1.5,*а*), который физически определяет степень диффузорности или степень конфузорности элементарного межтрубного канала, получены следующие обобщающие формулы:

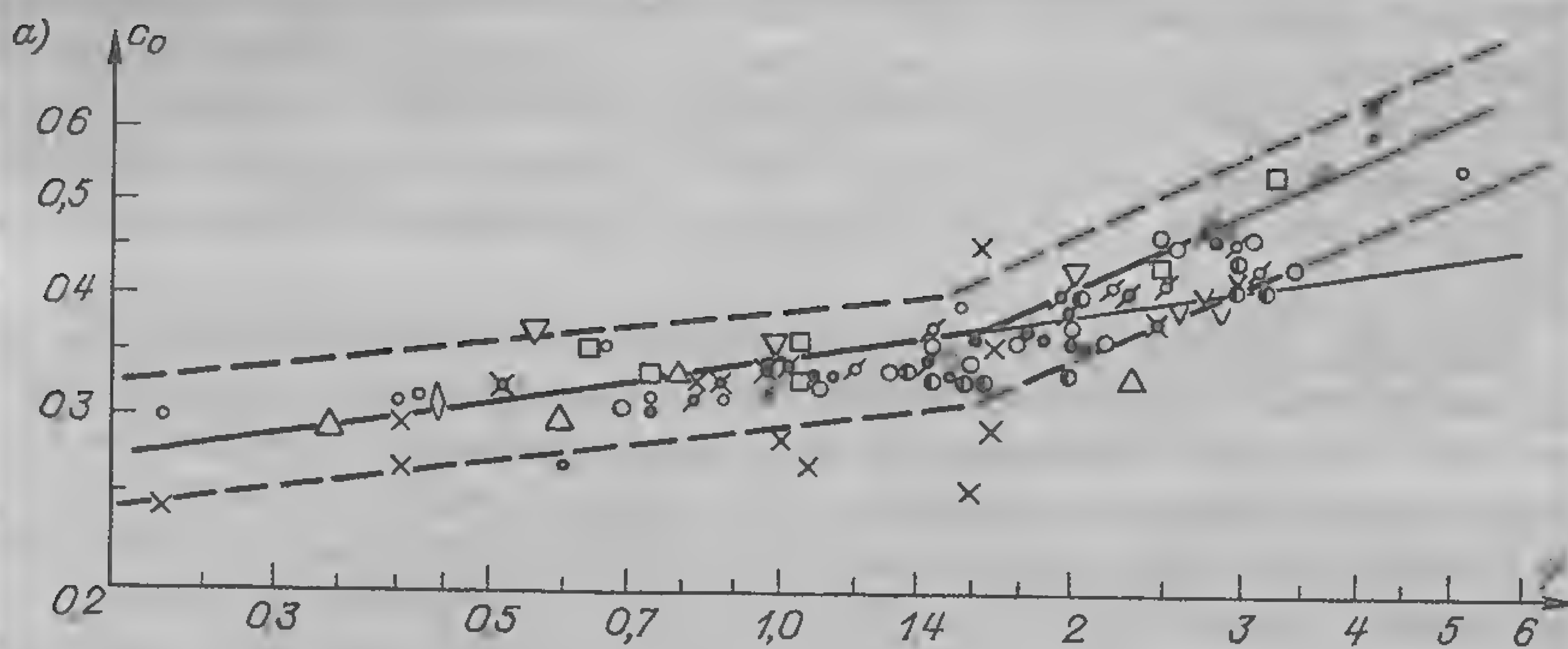
$$\left.\begin{aligned} c_0 &= 0{,}34\varphi^{0,1}, \ 0{,}1 \leqslant \varphi \leqslant 1{,}7; \\ c_0 &= 0{,}275\,\varphi^{0,5}, \ 1{,}7 \leqslant \varphi \leqslant 4{,}5; \end{aligned}\right\} \ \bar{s}_1 < 3$$
$$c_0 = 0{,}34\,\varphi^{0,1}, \qquad \bar{s}_1 \geqslant 3. \tag{1.4}$$

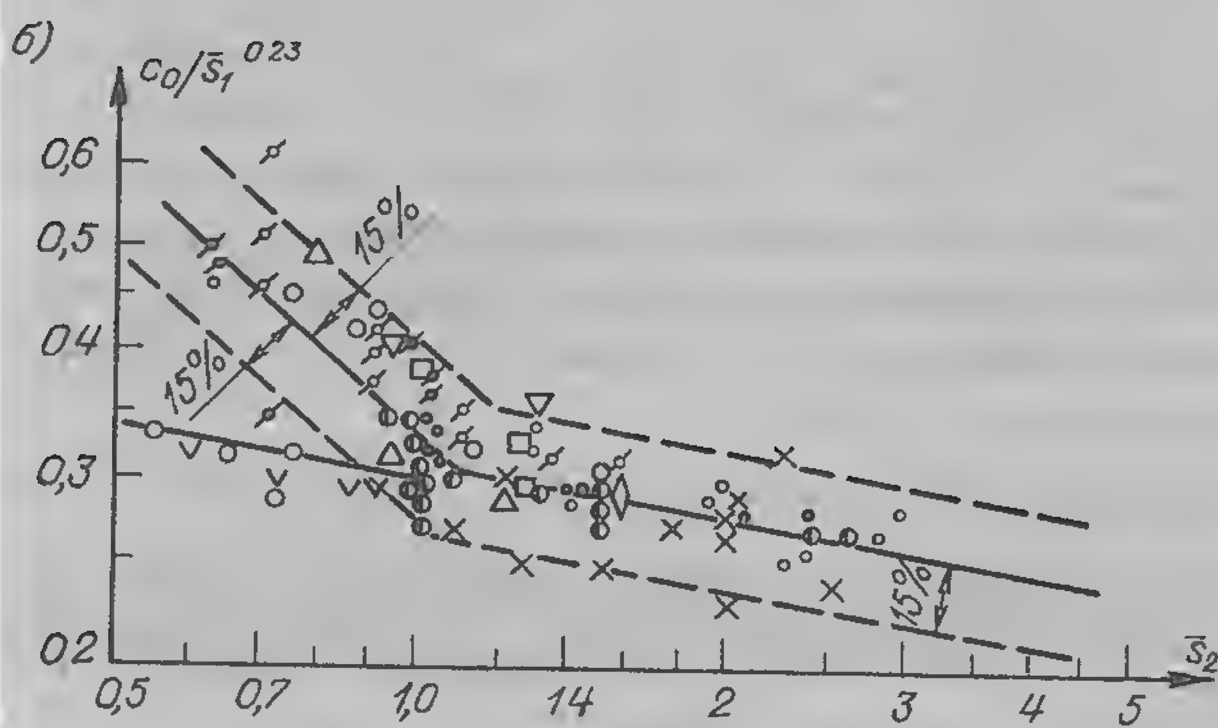
Здесь $\bar{s}_2' = \sqrt{\dfrac{\bar{s}_1^2}{4} + \bar{s}_2^2}$; $c_0 = \dfrac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Re}^{0,6}\,\mathrm{Pr}^{0,36}}$.

При обобщении с помощью относительных шагов (рис. 1.5, *б*) получены следующие аппроксимирующие формулы:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}312\,\bar{s}_2^{-0,148}\,\bar{s}_1^{0,23}\,\mathrm{Pr}^{0,36}\,\mathrm{Re}^{0,6}, \quad \bar{s}_2 > 1{,}1;$$
$$\mathrm{Nu} = 0{,}343\,\bar{s}_2^{-0,864}\,\bar{s}_1^{0,23}\,\mathrm{Pr}^{0,36}\,\mathrm{Re}^{0,6}, \quad \bar{s}_2 < 1{,}13; \tag{1.5}$$
$$\mathrm{Nu} = 0{,}386\,\bar{s}_2^{-0,148}\,\mathrm{Pr}^{0,36}\,\mathrm{Re}^{0,6}, \qquad \bar{s}_1 \geqslant 3.$$

При $\bar{s}_2 > 1{,}13$ теплообмен слабо зависит от $\bar{s}_2$ $(\mathrm{Nu} \sim \bar{s}_2^{-0,148})$, что объясняется пороговым влиянием противолежащей трубки на обтекание двух соседних трубок в трубной ячейке, когда эта трубка еще не под-


а)
c_0
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,3
0,5
0,7
1,0
1,4
2
3
4
5
6


б)
$c_0/\bar{s}_1^{0,23}$
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
15%
15%
15%
0,5
0,7
1,0
1,4
2
3
4
5
$\bar{s}_2$
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13

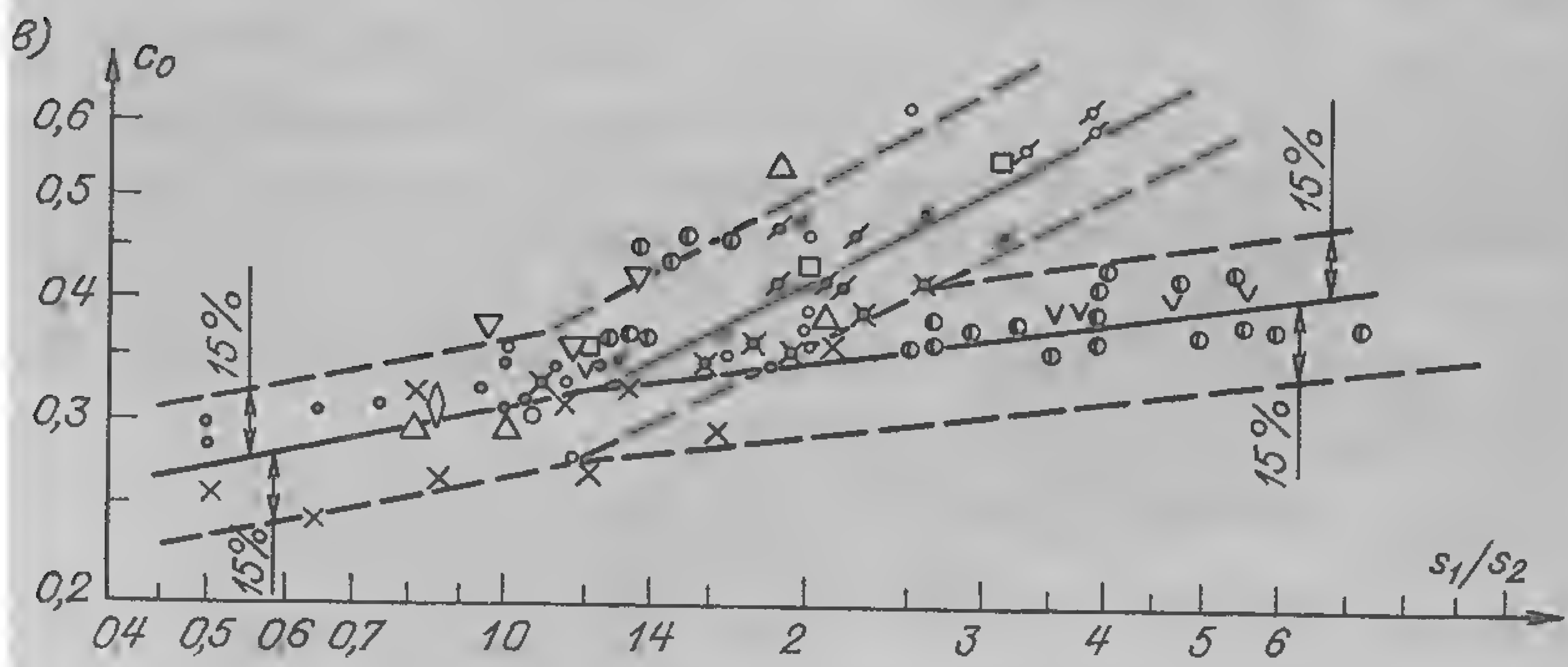

в)
c_0
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
15%
15%
15%
15%
s_1/s_2
0,4
0,5
0,6
0,7
1,0
1,4
2
3
4
5
6

Рис. 1.5. Обобщение опытных данных различных авторов по теплообмену при поперечном омывании шахматных пучков [40]

1, 7 – Н. В. Кузнецов, Э. С. Карасина; *2* – А. А. Жукаускас, А. А. Шланчяускас; *3* – А. А. Андреевский, В. М. Боришанский; *4* – В. И. Толубинский, В. Н. Легкий; *5* – Ф. Б. Казакевич; *6* – В. М. Антуфьев, Л. С. Казаченко; *8* – С. И. Мочан и др; *9* – Р. С. Бернштейн, В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова; *10* – М. Ф. Ляпин; *11* – В. М. Кейс; А. Л. Лондон; *12* – В. Н. Фомина; *13* – данные автора и Е. Н. Анисимовой

жимает потока к двум соседним и наблюдаются существенные отрывы потока. При $\overline{s}_2 < 1{,}13$ противолежащая трубка способствует растеканию потока, который, поджимаясь, в значительной степени уменьшает интенсивность отрывов в потоке. В этом случае аэродинамическая структура потока существенно меняется и влияние величины $\overline{s}_2$ резко усиливается ($\mathrm{Nu} \sim \overline{s}_2^{0{,}854}$). При малом продольном шаге ($\overline{s}_2 < 1{,}13$) влияние его значительно сильнее, чем поперечного, а при большом – несколько меньше.

При обобщении с помощью параметра s_1/s_2 (рис. 1.5, *в*) опытные данные аппроксимируются следующими формулами:

$$
\begin{aligned}
c_0 &= 0{,}314\left(\frac{s_1}{s_2}\right)^{0{,}21}, \quad \frac{s_1}{s_2} < 1{,}1;\\
c_0 &= 0{,}306\left(\frac{s_1}{s_2}\right)^{0{,}476}, \quad \frac{s_1}{s_2} > 1{,}1;\\
c_0 &= 0{,}316\left(\frac{s_1}{s_2}\right)^{0{,}128}, \quad s_1 > 3.
\end{aligned}
\tag{1.6}
$$

Графики на рис. 1.5 показывают, что рассмотренные три способа обобщения обеспечивают примерно одинаковую точность ($\pm 15\%$); с физической точки зрения, на наш взгляд, имеет преимущества обобщение по относительным шагам труб $\overline{s}_1$ и $\overline{s}_2$. С точки зрения простоты расчета (числа расчетных операций) предпочтительно обобщение по параметру s_1/s_2.

Как видно из графиков, приведенных на рис. 1.6, при использовании

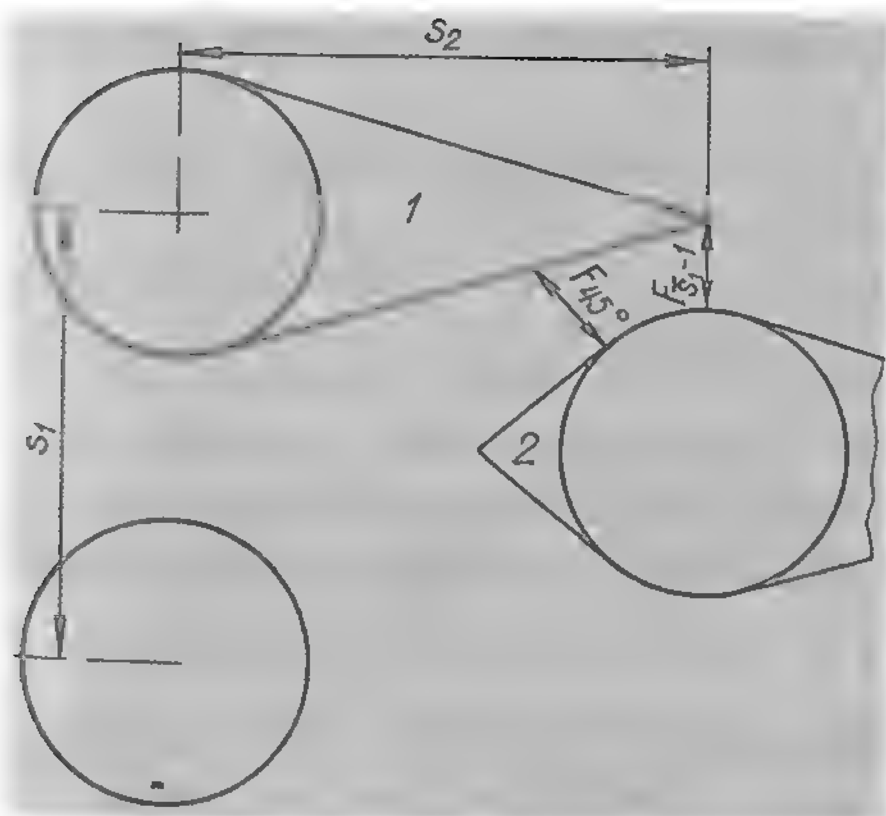


Рис. 1.6. Схема определения среднего проходного сечения при поперечном омывании шахматных пучков

1 – задняя застойная зона; *2* – передняя застойная зона

Таблица 1.2

$\bar{s}_1$	$\bar{s}_2$	φ	$\dfrac{w_{\bar{s}_1-1}}{w_p}$	$\dfrac{w_{cp}}{w_{45^\circ}}$	$\dfrac{w_{\bar{s}_1-1}}{w_{cp}}$
3	1	2,5	0,903	0,945	0,956
2	2	0,85	1,275	1,03	1,24
2	1	2,7	0,846	1,0	0,846
1,5	1	2,08	1,0	0,88	1,13
3	2	1,33	1,175	1,04	1,13
1,3	0,885	3	0,753	0,885	0,85
2	0,75	4	0,53	0,807	0,66
1,5	0,9	2,94	0,7	0,9	0,78
1,25	1	1,4	1	0,9	1,1
1,75	1	2,27	0,832	0,88	0,945
2	3	0,463	1,4	1,15	1,22
1,5	3	0,239	1,6	1,11	1,44
1,25	3	0,12	2,1	1,15	1,83
1,5	0,8	5	0,45	0,785	0,57

скорости, определенной в сечении $(s_1 - d)l$, и различных геометрических параметров наблюдается значительная зависимость интенсивности теплообмена от геометрии пучка.

Главное влияние здесь оказывает изменение локальных скоростей – аэродинамический спектр обтекания трубок пучка. Целесообразно построить универсальную формулу, используя среднюю скорость, определенную с учетом реального живого сечения потока. Такая попытка сделана ниже методом "замораживания" вихревых зон, разработанным для пучков в работе автора [54]. В ней подробно изложены правила определения границ вихревых зон. Эти правила коротко сводятся к следующим положениям:

1) вихревая зона позади трубы заканчивается при $l = s_2$;

2) вихревая зона схематично ограничивается треугольником, как показано на рис. 1.6;

3) соблюдается условие наличия минимального проходного сечения, равного сечению в узком месте пучка;

4) в лобовой части пучка образуется треугольная область с малыми скоростями, длиной $l = 0{,}5R$ и шириной $h = R$;

5) в узком сечении и его окрестностях ($\varphi = \pm 15°$) при расчете средней скорости принимается коэффициент расхода $\psi = 0{,}7$;

6) правила справедливы при $2 \cdot 10^5 > \mathrm{Re} > 2 \cdot 10^3$.

Скорость потока определяется из уравнения расхода в канале, образованном стенками трубы и границами "замороженной" вихревой области, $w_1(\bar{s}_1 - 1) = w_i F_i'$. Средняя скорость определяется по формуле $\bar{w} = \frac{1}{l}\int_0^l w_l\,dl$. В табл. 1.2 показаны результаты расчетов этой скорости для 14 вариантов пучков по предложенной методике. Приближенно среднее сечение может быть определено с помощью луча, проходящего

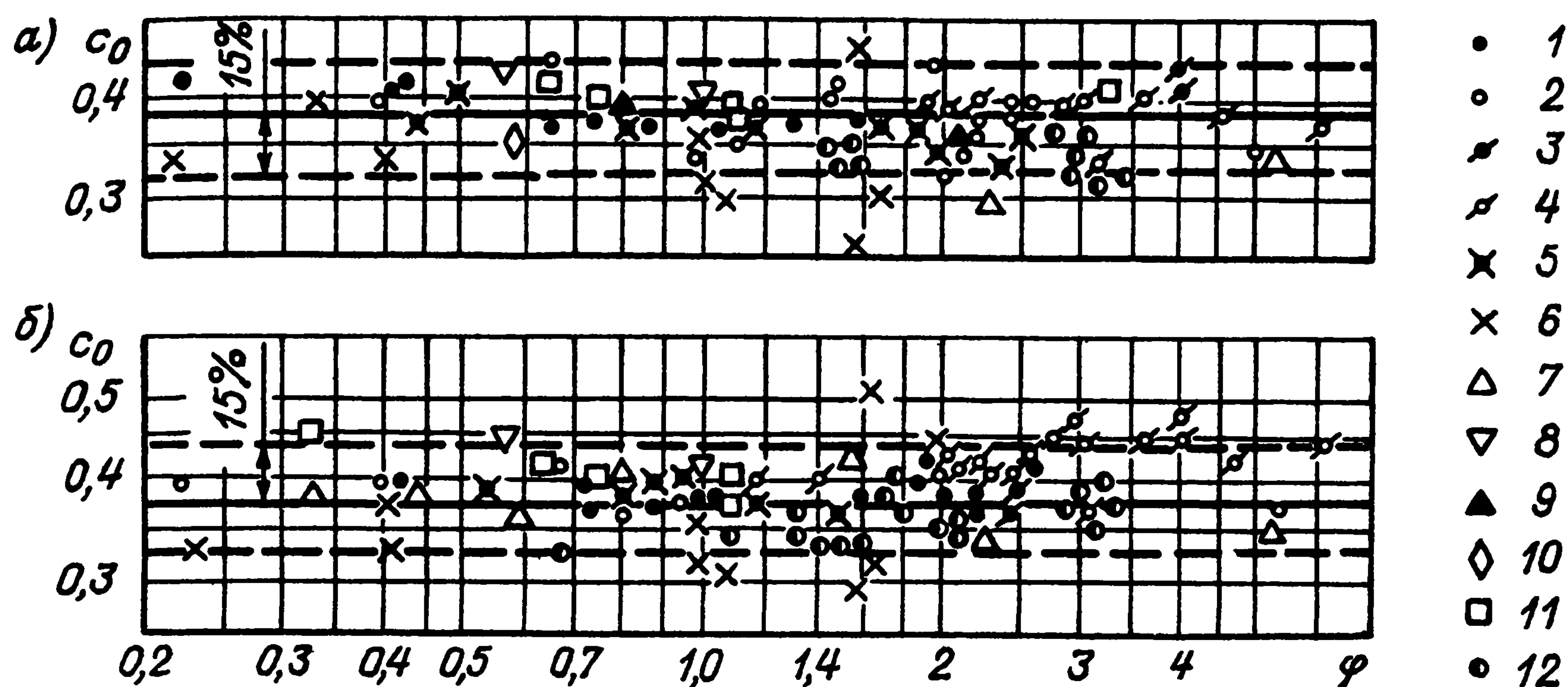


Рис. 1.7. Обобщение опытных данных по теплообмену в шахматных пучках с помощью $\bar{w}$ и $w_{45°}$; *а* – расчет по $w_{45°}$; *б* – расчет по $\bar{w}$. Обозначения *1–12* – см. подпись к рис. 1.5.

под углом 45° к горизонту, как показано на рис. 1.6. Соответствующие относительные скорости в этом сечении также приведены в табл. 1.2. На рис. 1.7 показаны опытные данные в указанной обработке с применением $\bar{w}$ и $w_{45°}$. Как видно из графиков, во всем диапазоне геометрических параметров (шагов s_1 и s_2) получается универсальная зависимость для теплообмена шахматных пучков, независимая от их геометрии. Причем как при расчете по $\bar{w}$, так и по $w_{45°}$ получается практически одна зависимость

$$\mathrm{Nu} = 0{,}38\,\mathrm{Re}^{0{,}6}\,\mathrm{Pr}^{0{,}36} \tag{1.7}$$

Сравнение проводилось при $8 > \varphi > 0{,}1$ и при $s_1/s_2 \leqslant 3$, так как при $s_1/s_2 > 3$ шахматный пучок переходит в коридорный.

Расчетные соотношения для скоростей, определяемые по разрабатываемой методике, могут быть аппроксимированы следующими зависимостями:

$$\frac{w_{\bar{s}_1-1}}{w_{45°}} = 1{,}14\,\varphi^{-0{,}2}; \qquad 1{,}7 > \varphi > 0{,}2;$$

$$\frac{\bar{w}_{\bar{s}_1-1}}{\bar{w}_{45°}} = 1{,}472\,\varphi^{-0{,}729}; \qquad 6 > \varphi > 1{,}7; \tag{1.8}$$

$$\frac{\bar{w}_{\bar{s}_1-1}}{w} = 1{,}153\,\varphi^{-0{,}205}; \qquad 2{,}1 > \varphi > 0{,}1;$$

$$\frac{\bar{w}_{\bar{s}_1-1}}{w} = 1{,}72\,\varphi^{-0{,}729}; \qquad 6 > \varphi > 2{,}1.$$

Физически универсальность, независимость от геометрии пучков формулы для расчета теплообмена объясняется тем, что в качестве харак-

терной применяется средняя скорость потока в "живых" каналах пучка, а также тем, что средний уровень турбулентных пульсаций и нестационарных вихрей остается примерно одинаковым и сохраняется неизменной протяженность участков с ламинарным и турбулентным пограничным слоем. Средний уровень турбулентности остается постоянным потому, что определяется турбулентность в струях и отрывных зонах, которые существуют при любых $\bar{s}_1$ и $\bar{s}_2$. При общем фоне турбулентности и нестационарности в указанных пределах процесс определяется средней скоростью в каналах, которая и является обобщающей величиной при введении ее в число Re. Доли участков ламинарного и турбулентного пограничных слоев в рассмотренном диапазоне при различных s_1 и s_2 остаются постоянными, о чем свидетельствует постоянный показатель степени и числа Рейнольдса ($n = 0,6$).

Таким образом, использование средних скоростей позволяет в сложных задачах конвективного теплообмена получить универсальные зависимости.

В качестве второго примера использования средней скорости рассмотрим задачу о теплообмене мембранных пучков.

Теплообмен в поперечно обтекаемых шахматных мембранных пучках труб. В настоящее время в котлостроении находят применение так называемые мембранные поверхности, отличающиеся от гладкотрубных пучков вваренными по средней плоскости в просветы между трубами плоскими пластинами — мембранами. Как показывает анализ картин течения в мембранных шахматных пучках, характер вихревых зон в них практически не отличается от зон в гладкотрубных пучках; некоторое отличие состоит в том, что треугольные вихревые зоны существуют в этом случае при $s_1/s_2 < 2$. Для определения величин $\bar{w}_{\bar{s}_1-1}/\bar{w}$ могут быть применены формулы (1.8), полученные для гладкотрубных пучков. На рис. 1.8 представлены известные опытные данные [69] по теплообмену мембранных пучков в обработке по $\bar{w}$. Как видно из графика, и в этом случае наблюдается независимость интенсивности теплообмена от геометрических параметров, и универсальная формула для числа Nu приобретает вид

$$\mathrm{Nu} = 0{,}135\,\mathrm{Re}^{0{,}7}\,\mathrm{Pr}^{0{,}36}. \qquad (1.9)$$

Для сравнительных оценок различных поверхностей нагрева, очевидно, необходимо использовать формулы, построенные по средним скоростям,

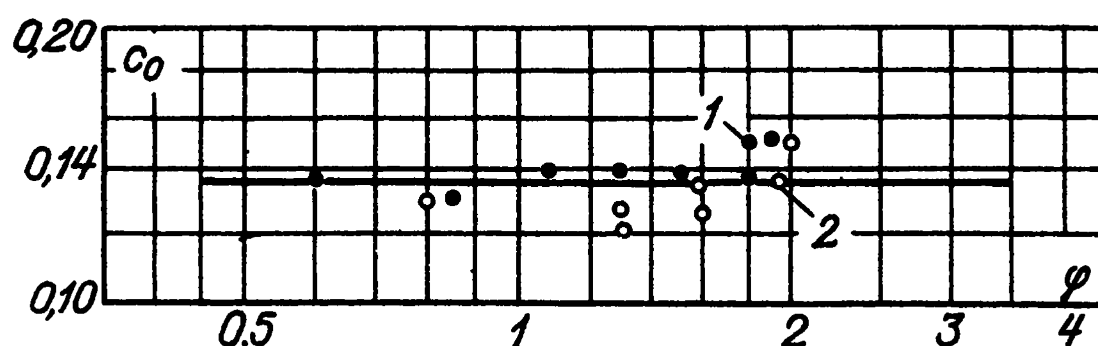


Рис. 1.8. Обобщение опытных данных по теплообмену в мембранных пучках с помощью $\bar{w}$ [69]

1 — опыты И. Д. Лисейкина; *2* — опыты А. В. Моргуна

Таблица 1.3

Характер обтекания поверхности	Число Nu		
	Расчетная формула	Значения при	
		$Re = 10^4$	$Re = 10^5$
Поперечное обтекание шахматного пучка	$0{,}427\,Re_d^{0,6}$	107	427
Поперечное обтекание мембранного шахматного пучка	$0{,}151\,Re_d^{0,7}$	95	476
Течение в гладкой трубе	$0{,}02\,Re_d^{0,8}$	31,6	200
Течение в шероховатой трубе	$0{,}053\,Re_d^{0,8}$	84	530
Течение в трубе типа конфузор–диффузор	$0{,}045\,Re_d^{0,8}$	72,5	458
Течение в трубе со шнеком (закрученный поток)	$0{,}0288\,Re_d^{0,587}$	63	247

так как различные характерные скорости затрудняют сравнение. Ниже приводятся сравнительные оценки теплообмена различных поверхностей нагрева при условии введения в критериальные зависимости средних скоростей.

Сравнение тепловой эффективности различных поверхностей нагрева. В табл. 1.3 приведено сравнение шахматного гладкотрубного пучка, шахматного мембранного пучка, шероховатой трубы, трубы со шнековым закручиванием и трубы типа конфузор–диффузор.

В качестве шероховатой трубы рассматривалась труба с поперечными кольцевыми выступами высотой $h/d = 0{,}08$ и расстояниями между выступами $t/h = 10$ [53]. Шаг закрученной полосы для трубы со шнеком был $H/d = 3{,}5$. Геометрические параметры трубы типа конфузор–диффузор были следующими: отношение диаметров конфузора и диффузора $d_к/d_д = 0{,}77$, относительная длина диффузора $h_д/d_э = 0{,}45$, относительная длина конфузора $h_к/d_э = 0{,}85$. Характеристики теплообмена принимались из работы [53].

Сравнение показывает, что турбулизация потока как в шахматном пучке, так и в шероховатой трубе обеспечивает высокий, примерно одинаковый уровень теплообмена. При небольших числах Re ($Re \approx 10^4$) интенсивность теплообмена в этих двух случаях примерно одинакова. Мембранный пучок при таких числах Re характеризуется более низким уровнем теплообмена (примерно на 20%), чем гладкотрубный пучок, вследствие более толстого среднего пограничного слоя. С повышением числа Re преимуществом обладают поверхности с большей долей турбулентного пограничного слоя (более высоким показателем n в формуле для числа Nu). Так, для мембранного пучка при $Re = 10^5$ конвективный теплообмен на 10% выше, чем для гладкотрубного. На практике, прав-

да, за счет отрицательного влияния теплопроводности, например, при толщине проставки $\delta = 3$ мм приведенный коэффициент теплоотдачи снижается и по суммарному теплосъему мембранный пучок при $\mathrm{Re} = 10^5$ оказывается на 7% хуже. Отрицательное влияние проставки можно ослабить, например, за счет увеличения ее толщины, и тогда мембранный пучок будет при больших числах Re иметь преимущество перед гладкотрубным.

Закручивание потока в трубе при больших числах Re уступает другим методам интенсификации теплообмена.

Вопрос о выборе определяющих температур рассмотрим на примере задачи о влиянии температурного фактора на теплообмен и трение при турбулентном течении газа в трубах.

Влияние неизотермичности на теплообмен и трение при турбулентном течении в гладких круглых трубах. Этому вопросу посвящено много работ [13]. Полуэмпирический характер проведенных расчетов, существующий довольно большой разброс экспериментальных данных, а также их ограниченность позволяют считать эту проблему актуальной и в настоящее время. Ниже изложен подход к данной проблеме, основанный на соображениях теории подобия и анализе температурных и динамических пограничных слоев. Важное значение при этом имеет правильность нахождения определяющих температур.

Определим толщины температурных и динамических пограничных слоев формулами

$$\delta_\text{т} = \frac{T_m - T_\text{ст}}{\left.\dfrac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}; \quad \delta_\text{д} = \frac{u_m}{\left.\dfrac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}}. \tag{1.10}$$

Расчеты с привлечением обычных соотношений для гладких труб [91] в изотермических условиях показывают, что

$$\frac{\delta_\text{д} v_*}{\nu} = \frac{u_m \cdot 2\sqrt{2}}{\bar{u}\sqrt{\zeta}}$$

и что при изменении числа Re в диапазоне $10^6 > \mathrm{Re} > 10^4$ величина $\eta = \delta_\text{д} v_*/\nu$ изменяется в пределах $30 > \mathrm{Re} > 20$, т. е. находится в так называемой буферной области пограничного слоя.

Определим теплообменные и гидравлические характеристики:

$$q = \lambda \frac{T_m - T_\text{ст}}{\delta_\text{т}}; \quad \frac{T_m - T_\text{ст}}{\bar{T} - T_\text{ст}} = k_\text{т}; \quad \frac{u_m}{\bar{u}} = k_\text{д}; \tag{1.11}$$

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = \mu \frac{u_m}{\delta_\text{д}} = \mu \frac{\bar{u}}{\delta_\text{д}} k_\text{д}.$$

Учитывая, что $\tau = \zeta \dfrac{\rho \bar{u}^2}{2}$, получаем, что $\zeta \mathrm{Re} = 8 \dfrac{d}{\delta_1} k_1$ и $\mathrm{Nu} = k_\text{т} \dfrac{d}{\delta_\text{т}}$.
Так как при $\mathrm{Pr} = 1$ $k_\text{д} = k_\text{т} \approx 1{,}22$, то $\zeta \mathrm{Re} \approx 10 d/\delta_\text{д}$.

Из (1.11) получаем следующую связь между числом Nu и коэффициентом сопротивления ζ:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\zeta}{8}\mathrm{Re}\frac{\delta_д}{\delta_т}\ \frac{k_т}{k_д}\,. \qquad (1.12)$$

При Pr = 1 имеем $\delta_т = \delta_д$, $k_д = k_т$ и из (1.12) следует обычная формула аналогии Рейнольдса $\mathrm{Nu} = \frac{\zeta}{8}\mathrm{Re}$. Для $\psi = \frac{T_{ст}}{T_п} \neq 1$ имеем $\alpha = \frac{\lambda_{ст} k_т}{\delta_т}$;

$$\mathrm{Nu} = \frac{\lambda_{ст}\,\delta k_т}{\lambda_п\,\delta_т}\,.$$

Здесь величина λ в законе Фурье принимается по температуре стенки, поскольку тепловой поток определяется у стенки. При вычислении числа Nu физические постоянные определяются по температуре потока.

При вычислении напряжения трения у стенки величина μ, естественно, также берется при температуре стенки. Тогда

$$\frac{\zeta}{\zeta_0} = \frac{\mu_{ст}}{\mu_п}\ \frac{\delta_0}{\delta_д}\ \frac{k_д}{k_{д0}}\,.$$ Так как $\frac{\mu_{ст}}{\mu_п} = \frac{T_{ст}}{T_п}^{0,67} = \psi^{0,67}$ и $\frac{k_д}{k_{д0}} \approx 1$, то

$$\bar{\zeta} = \frac{\zeta}{\zeta_0} = \frac{\delta_{д0}}{\delta_д}\,\psi^{0,67}.$$

Для величины $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ имеем

$$\overline{\mathrm{Nu}} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \frac{\lambda_{ст}\,\delta_{т0}\,k_т}{\lambda_п\,\delta_т\,k_{т0}} = \psi^{0,67}\,\frac{\delta_{т0}}{\delta_т}\,. \qquad (1.14)$$

Здесь $k_т/k_{т0} \approx 1$.

Таким образом, величины $\overline{\mathrm{Nu}}$ и $\bar{\zeta}$ отличаются в меру отличия зависимостей $\delta_{д0}/\delta_д(\psi)$ и $\delta_{т0}/\delta_т(\psi)$.

При дальнейших вычислениях важное значение имеет вопрос об определяющей температуре. При определении величины $\delta_д/\delta_{д0}$ используем обобщающие свойства универсального профиля скорости. Полагаем, что безразмерная верхняя граница буферного слоя ($\eta = 26$ при $\mathrm{Re} = 10^5$) не изменяется в зависимости от температурного фактора, если в качестве определяющей температуры принять локальную температуру потока на границе буферной области. Указанное обобщающее свойство локальной температуры потока для обобщенных профилей следует из соображения подобия и подтверждается опытными данными [13].

Из условия консервативности величины $\delta_д v_*/\nu$ будем иметь

$$\delta_д(\psi) = \frac{26\nu_б}{v_*} = \frac{26\,\nu_б\,d}{\nu_п\mathrm{Re}\sqrt{\frac{\zeta(\psi)}{8}}}\,;$$

так как

$$\frac{\rho_{\text{ст}}}{\rho_{\text{п}}} = \frac{T_{\text{п}}}{T_{\text{ст}}} \text{ и } \frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_{\text{п}}} \approx \frac{\lambda_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{п}}} = \psi^{0,67},$$

то

$$\frac{\delta_{\text{д}}}{\delta_{\text{д}0}} = \left(\frac{T_{\text{б}}}{T_{\text{п}}}\right)^{1,67} \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta(\psi)}}\,. \qquad (1.15)$$

Обобщая имеющиеся опытные и расчетные данные [13] по температурным профилям в изотермических условиях, имеем

$$T^* = \frac{\sqrt{\zeta}\ \text{Re Pr}\,(T_{\text{ст}} - T_{\text{б}})}{\text{Nu}\,2\sqrt{2}\,(T_{\text{ст}} - T_{\text{п}})} = 4\ln\eta - 3{,}61, \qquad 40 > \eta > 10. \qquad (1.16)$$

Вследствие неизотермичности рассматриваемого процесса величина η изменится:

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\delta v_*}{\eta_0 \nu} = \frac{\delta}{\delta_0}\sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta(\psi)}} = \psi^{0,67}\left[\frac{\zeta_0}{\zeta(\psi)}\right]^{3/2}. \qquad (1.17)$$

Величина $\dfrac{T_{\text{ст}} - T_{\text{б}}}{T_{\text{ст}} - T}$ связана с величиной $T_{\text{б}}/T_{\text{п}}$ соотношением

$$\frac{T_{\text{б}}}{T_{\text{п}}} = \frac{T_{\text{б}} - T_{\text{ст}}}{T_{\text{п}} - T_{\text{ст}}}(1 - \psi) + \psi. \qquad (1.18)$$

Из (1.17) следует

$$\frac{\zeta_0}{\zeta(\psi)} = \frac{(T_{\text{б}}/T_{\text{п}})^{3,34}}{\psi^{1,34}}\,. \qquad (1.19)$$

Из (1.19) видна сильная зависимость величины ζ_0/ζ от температуры буферной области $T_{\text{б}}/T_{\text{п}}$ и необходимость точного определения этой температуры.

Определение $\zeta(\psi)/\zeta_0$ для $\psi > 1$ проводилось методом последовательных приближений. Полагая $\zeta_0/\zeta = 1$, определяем, используя η/η_0, по формуле (1.19) величину ζ_0/ζ во втором приближении. Процесс сходится после трех итераций. При $\psi < 1$ величина η становится малой ($\eta < 10$), а следовательно, формула (1.16) – несправедливой. Расчет в этом случае проводят, используя степенную формулу $\dfrac{T}{T_{\text{п}}} = \left(\dfrac{y}{R}\right)^n$. Для $\text{Re} = 10^5$ получено $n = 0{,}19$; для $\text{Re} = 10^4$ $n = 0{,}314$. Используя формулу $\dfrac{\delta}{R} = \dfrac{\delta}{R}\Big|_0 \psi^{0,67}\dfrac{\zeta_0}{\zeta}$, методом последовательных приближений (полагая вна-

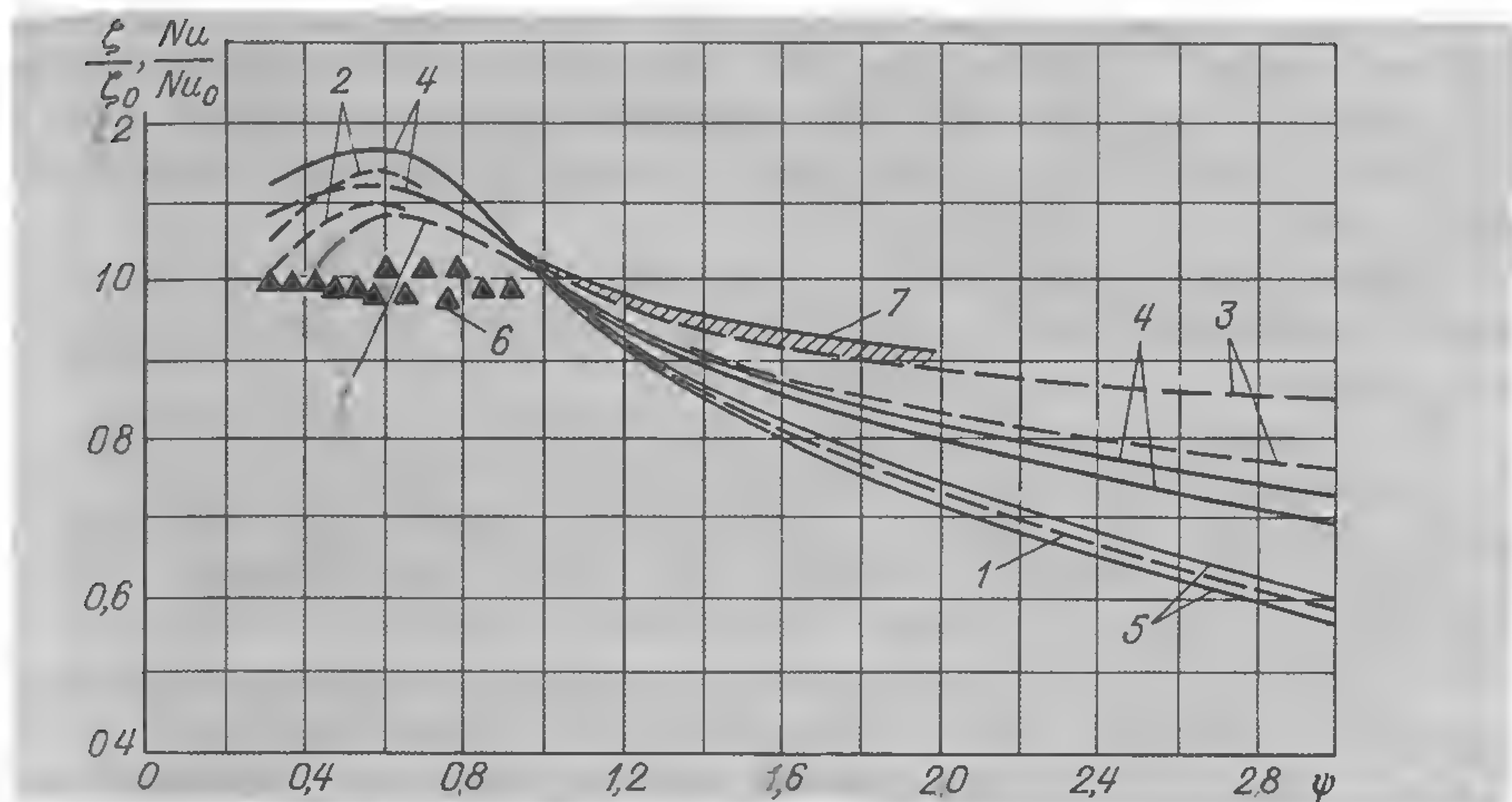


Рис. 1.9. Влияние температурного фактора на теплообмен и гидравлическое сопротивление в трубах

1 – $Nu/Nu_0 = f(\psi)$, расчет по формуле (1.21); *2* – $\lambda/\lambda_0 = f(\psi)$ расчет по степенной формуле для T/T_m; *3* – $\lambda/\lambda_0 = f(\psi)$, $Re = 10^4$ и 10^5, расчет по формуле (1.19); *4* – $\lambda/\lambda_0 = f(\psi)$, $Re = 10^4$ и 10^5, расчет по методике [13]; *5* – $Nu/Nu_0 = f(\psi)$, $Re = 10^4$ и 10^5, расчет по методике [13]; *6* – опыты Жукаускаса [13]; *7* – опыты Лельчука [13]

чале $\zeta_0/\zeta = 1$) определяем величину ζ/ζ_0 по рассмотренной выше схеме. Результаты расчета по рассмотренной методике для $Re = 10^4$ и 10^5 в сравнении с имеющимися опытными и расчетными данными показаны на рис. 1.9. Как видно из графиков, результаты данного расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [13].

Для числа Nu получим, используя формулу (1.14):

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \frac{\psi^{0,67}}{(T_б/T_п)^{1,67}\sqrt{\zeta_0/\zeta}}. \qquad (1.20)$$

Для теплового пограничного слоя и динамического слоя обобщающие температуры не совпадают; как показано выше, обобщающей температурой для динамического слоя является локальная температура потока. Температура на границе буферного теплового пограничного слоя близка к средней температуре пограничного слоя: $T_б = (T_п + T_{ст})/2$. Указанные

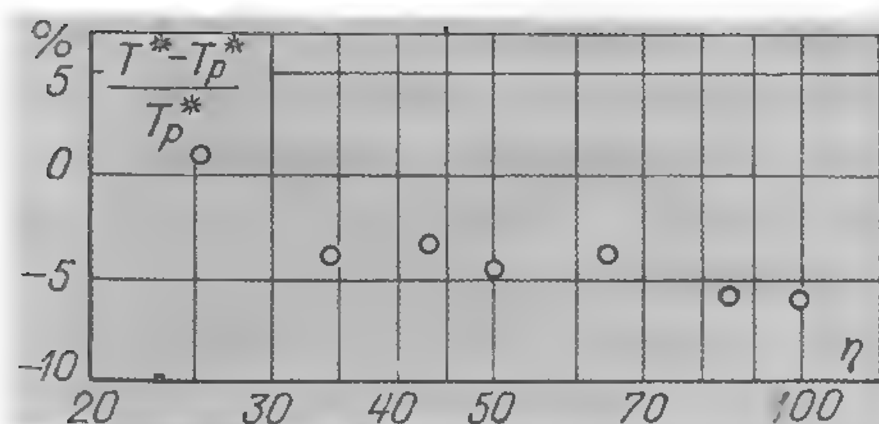


Рис. 1.10. Влияние температурного фактора на поля температур в гладких трубах (опыты автора: $\psi = 2$, рассчитано при $T_р = T_б = \frac{T_{ст} + T_п}{2}$)

обобщающие свойства этой температуры подтверждаются результатами опытов автора с неизотермическим потоком в обогреваемой током гидравлически гладкой трубе. Исследовались поля температур на выходе из трубы длиной 2,5 м, диаметром $d = 64$ мм при значении температурного фактора $\psi = T_{ст}/T_{п} = 2$.

Перемещение трубки Пито и термозонда в этих опытах осуществлялось координатником с ценой деления 0,01 мм. Результаты опытов в координатах η, ΔT^* показаны на рис. 1.10.

Как видно из графика, применение в качестве обобщающей температуры величины $T_б = (T_{ст} + T_{п})/2$ действительно с приемлемой погрешностью обеспечивает хорошее совпадение расчетных и опытных данных в области $\eta = 20$. Результат получен для $\psi = 2$. Этот результат распространяем на область $4 > \psi > 0{,}4$.

Таким образом, в соответствии с (1.14) имеем следующую формулу для расчета $Nu/Nu_0 = f(\psi)$:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \frac{\psi^{0,67}}{\left(\frac{\psi}{2} + \frac{1}{2}\right)\sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}}}\,. \qquad (1.21)$$

Сравнение результатов расчета по формуле (1.21) с опытными данными работы [13] в диапазоне $3 > \psi > 0{,}4$, проведенное на рис. 1.10, показывает удовлетворительное согласие. Таким образом, рациональный выбор определяющих температур и использование свойств обобщенных координат позволяет получить количественные оценки влияния температурного фактора на теплообмен и трение в трубках при турбулентном течении.

Как показывает проведенный анализ, введение параметра $\delta_т/\delta_д$ существенно помогает при анализе сложных процессов теплообмена. Применим этот параметр для решения задачи о теплообмене при турбулентном течении в трубах.

Теплообмен в гладких трубах при стабилизированном турбулентном течении. Влияние чисел Re и Pr на теплообмен в трубах согласно формуле (1.12) сводится к определению функций

$$\frac{\delta_т}{\delta_д} = f_1(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}) \text{ и } \frac{k_т}{k_д} = f_2(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})\,. \qquad (1.22)$$

Как было показано выше, параметр $(\delta_д v_* / \nu = f(\mathrm{Re})$ изменяется в пределах $30 \geqslant \delta_д v_*/\nu \geqslant 20$ при $10^6 > \mathrm{Re} > 4 \cdot 10^3$.

Рассмотрим асимптотические оценки величины $\delta_т/\delta_д$, основанные на точных решениях уравнений температурных пограничных слоев. Как показал М. А. Левек [91], при $\mathrm{Pr} \to \infty$ в ламинарном пограничном слое, когда весь температурный слой располагается в области, в которой скорость в динамическом слое линейна, справедлива зависимость $\mathrm{Nu} \sim \mathrm{Pr}^{1/3}$. Отметим, что эти условия реализуются в вязком подслое турбулентного пограничного слоя при $\eta \to 0$. В турбулентном ядре потока $\delta_д/\delta_т \sim \mathrm{Pr}$ [7].

Величина $\delta_д v_* / \nu = 30$ определяет границу турбулентного и промежуточных слоев, и можно полагать, что при $\delta_д v_* / \nu \geqslant 30$ величина $\delta_д / \delta_т \sim \mathrm{Pr}$. Таким образом, можно обоснованно полагать, что в вязком подслое турбулентного пограничного слоя при $\eta \to 0$ $\delta_д / \delta_т \sim \mathrm{Pr}^{1/3}$. Этот случай соответствует $\mathrm{Pr} \to \infty$, когда тепловой пограничный слой глубоко "утоплен" в динамическом слое, а при $\eta \to 0$ турбулентная вязкость в вязком подслое при любом законе ее распределения стремится к нулю, и справедливы уравнения ламинарного пограничного слоя.

Таким образом, при изменении чисел Re и Pr в диапазонах $10^6 > \mathrm{Re} > 10^4$ и $\mathrm{Pr} > 0{,}7$ величина $\delta_д v_* / \nu$ меняется в диапазоне $30 > \delta_д v_* / \nu > 20$, а величина n в формуле $\delta_д / \delta_т = A \mathrm{Pr}^n$ – в диапазоне $1 \geqslant n \geqslant 1/3$. Здесь $A = 1$, так как при $\mathrm{Pr} = 1$ $\delta_д / \delta_т = 1$. Диапазон изменения величины n характеризует переход от ламинарного течения к развитому турбулентному, а сама величина n является косвенной характеристикой интенсивности вихреобразований. Можно полагать, что n отражает изменение масштаба турбулентности, за который можно принять путь смешения l. Как известно [91], величина $l = \varkappa y$. В свете принятой аналогии полагаем, что $n \sim l \sim y$. Таким образом, принимаем линейную функцию для величины n, т. е. $n = A + B\eta$. Так как при $\eta = 0$ $n = 1/3$, а при $\eta = \eta_{гр}$ $n = 1$, то $n = 2/3 \dfrac{\eta}{\eta_{гр}} + 1/3$. Здесь $\eta_{гр}$ – координата η, соответствующая границе турбулентной области. Для определения n получаем уравнение

$$\mathrm{Pr}^n = \frac{\eta}{\frac{3}{2}\eta_{гр}(n - 0{,}33)} . \tag{1.23}$$

Анализ опытных данных по полям скоростей в турбулентном потоке в координатах φ, η, показывает, что $\eta_{гр} = 45$. Результаты расчетов в виде $n = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})$ приведены в табл. 1.4.

Величина $\dfrac{\bar{T} - T_{ст}}{T_m - T_{ст}}$ определяется формулой

$$\frac{1}{k_т} = \frac{\bar{T} - T_{ст}}{T_m - T_{ст}} = \frac{1}{V} \int_s \frac{T - T_{ст}}{T_m - T_{ст}} u\,ds. \tag{1.24}$$

Расчеты по формуле (1.24) показывают, что величина $k_т$ слабо зависит от числа Re. Некоторые значения $k_т$ приведены в табл. 1.4. С точностью 3–5% можно считать, что $k_т$ не зависит от Re и будет справедлива следующая аппроксимирующая формула:

$$k_т = \frac{1{,}75}{\mathrm{Pr} + 9} + 1.$$

Окончательно формула (1.12) принимает вид

$$\mathrm{Nu} = \frac{\xi}{8} \mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}^n \frac{\frac{1{,}75}{\mathrm{Pr} + 9} + 1}{1{,}325\sqrt{\xi} + 1} , \tag{1.25}$$

Pr	0,71			1			5			
Re	10^4	10^5	10^6	10^4	10^5	10^6	10^4	10^5	10^6	10^4
n	0,71	0,828	0,932	0,63	0,71	0,78	0,471	0,5	0,52	0,44
Nu (1.12)	29,6	170	1167	38,4	225	1484	77,3	485	3570	96,9
Nu (1.37)	29,5	182,5	1128	34,5	218	1350	71,2	488	3370	97
Nu (1.28)	29,5	183	1150	35,1	215	1451	72	500	3630	96
Nu (1.24)	31,6	200	1285	36.5	230	1451	69,4	438	2762	91,5
Nu_∞ (1.27)	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
Nu_∞ (1.12)	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–

где

$$n = 0{,}33 + 0{,}266\left(\frac{Re}{10^4}\right)^{0{,}057} Pr^{-0{,}383} + 0{,}047\left(\frac{Re}{10^4}\right)^{0{,}22} Pr^{-1{,}384}. \quad (1.25а)$$

При $Pr \to \infty$ получаем следующее асимптотическое выражение:

$$Nu = \frac{\zeta}{8} Re\, Pr^{1/3} (1{,}325\sqrt{\zeta} + 1)^{-1}. \quad (1.26)$$

Результаты расчетов по формуле (1.25) для чисел $Pr = 0{,}7 \div 10000$ и $Re = 10^4$ и 10^6 представлены в табл. 1.4, где приведены также результаты расчетов по опубликованным формулам С. С. Кутателадзе [44]

$$Nu = \frac{0{,}023\, Re^{0{,}8}\, Pr}{1 + 2{,}14\, Re^{-0{,}1}(Pr^{2/3} - 1)}; \quad (1.27)$$

Б. С. Петухова [72]

$$Nu = \frac{(3/8)\, Re Pr}{1 + \frac{900}{Re} + 12{,}7\sqrt{\frac{\zeta}{8}}\,(Pr^{2/3} - 1)} \quad (1.28)$$

и Л. Г. Лойцянского [48]

$$Nu = 0{,}04 Pr^{1/4} Re\sqrt{\zeta},$$

(справедлива для $Pr \to \infty$).

Таблица 1.4

10		50			200			10 000		
10^5	10^6	10^4	10^5	10^6	10^4	10^5	10^6	10^4	10^5	10^6
0,46	0,482	0,395	0,41	0,418	–	–	–	0,338	0,343	0,35
606	455	154,4	979	7200	–	–	–	720	4343	35 000
689	4950	–	–	–	–	–	–	–	–	–
710	5300	–	–	–	–	–	–	–	–	–
577	3643	174	1099	6939	304	1916	12090	–	–	–
–	–	–	–	–	–	–	–	6620	4690	39 130
–	–	–	–	–	–	–	–	706,7	4100	39 240

Наиболее точные результаты по формуле (1.25) следует ожидать при $\Pr \to 1$ и $\Pr \to \infty$, что определяется использованием точных решений в этих случаях.

При $\Pr \to \infty$ лучшее совпадение расчета по формуле (1.25) получается с расчетом по формулам С. С. Кутателадзе и Л. Г. Лойцянского. При $\Pr = 0,71$ проведенный расчет ближе всего к данным Б. С. Петухова и М. А. Михеева [65]. При промежуточных значениях Pr полученные данные неплохо согласуются с расчетами по формулам Б. С. Петухова и С. С. Кутателадзе. Сравнение расчетов с опытными данными, приведенными в работе [72], показывает хорошее согласие.

Параметр $\delta_т/\delta_д$ можно с успехом применить и для решения задачи о теплообмене в шероховатых трубах и каналах.

Теплообмен при турбулентном течении в шероховатых трубах и каналах. Применительно к шероховатым трубам формула (1.12) также справедлива, однако необходимо выделить из полного коэффициента сопротивления ζ величину, соответствующую сопротивлению трения, а также определить для этого случая величины $k_т/k_д$ и $\delta_д/\delta_т$.

Определим указанные величины. В шероховатых трубах и в трубах с интенсификаторами теплообмена в режиме развитой шероховатости в пристенной области реализуется модель струйного течения. Действительно, поток, отрываясь от бугорка шероховатости, представляет собой границу струи со всеми закономерностями, присущими этому виду течения.

Как известно [91], поля скоростей и температур при струйном течении определяются формулами

$$\frac{u}{u_m} = \exp(-\eta^2/2); \quad \frac{\vartheta}{\vartheta_m} = \exp\left(-\eta^2 \frac{1}{\mathrm{Pr}_\text{т}^2}\right), \tag{1.29}$$

где $\eta = y/b$, $\mathrm{Pr}_\text{т} = \nu_\text{т}/a_\text{т}$.

В соответствии с [78] принимаем, что $\mathrm{Pr}_\text{т} = 0{,}55$. Тогда из (1.29) следует, что

$$\left.\frac{\delta_\text{д}}{\delta_\text{т}}\right|_\text{стр} \approx 0{,}75.$$

Полагая, что в шероховатых трубах и каналах реализуется модель струи, имеем

$$\left.\frac{\delta_\text{д}}{\delta_\text{т}}\right|_\text{стр} = \frac{\delta_\text{д}}{\delta_\text{т}} = 0{,}75. \tag{1.30}$$

Анализ указанной величины по опытным данным работ [98, 99] для шероховатых труб подтвердил соотношение (1.30).

Для шероховатых труб и каналов коэффициент заполнения профиля скоростей согласно работе [91] определяется формулой $k_\text{д} = 1{,}325\sqrt{\lambda} + 1$. Анализ опытных данных работ [98, 99] показывает, что если поля скоростей резко изменяются в зависимости от степени шероховатости, то поля температур более консервативны: степень их заполнения практически не отличается от условий гладкой трубы. Этот вывод подтверждает теоретический результат, полученный в работе [45], где показано, что градиент давления слабо влияет на профили температур.

В соответствии с вышеизложенным для параметра $k_\text{т}/k_\text{д}$ имеем:

$$\frac{k_\text{т}}{k_\text{д}} = \frac{1{,}325\sqrt{\zeta_0} + 1}{1{,}325\sqrt{\zeta} + 1}, \tag{1.31}$$

где ζ_0 – коэффициент сопротивления для гладкой трубы.

Выделение коэффициента трения из общего коэффициента сопротивления при отрывных течениях представляет собой трудную задачу. Для шероховатых труб в режиме развитой шероховатости коэффициент сопротивления автомоделен по числу Re, т. е. $\dfrac{\partial\zeta}{\partial \mathrm{Re}} = 0$. Для гладких каналов, когда $\zeta = \zeta_\text{тр}$, при турбулентном течении имеем $\dfrac{\partial\zeta}{\partial \mathrm{Re}} \sim (-\mathrm{Re}^{-1,25})$. Следовательно, при превалирующем влиянии сопротивления давления $\dfrac{\partial\zeta}{\partial \mathrm{Re}} \to 0$, а при превалирующем влиянии сопротивления трения $\partial\zeta/\partial\mathrm{Re} \to a\,\mathrm{Re}^{-1,25}$. Все промежуточные случаи лежат в этих пределах. Можно полагать, что величина $\dfrac{\partial\zeta}{\partial \mathrm{Re}}$ является мерой составляющей трения в общем коэффициенте сопротивления в трубах.

Приближенно составляющую трения для шероховатых каналов можно определить на основании следующих соображений. По результатам работы [53] местные коэффициенты трения в зависимости от числа Re изменяются по поверхности трубы с искусственной шероховатостью в виде выступов, находящихся на определенных расстояниях друг от друга ($b/a = 10$), так же как и на пластине при турбулентном течении (здесь a – высота, b – расстояние между выступами). В связи с этим коэффициент трения для рассматриваемого случая будет определяться выражением вида $\zeta_\text{тр} = B\,\mathrm{Re}^{-0,25}$. С уменьшением числа Re доля сопротивления давления уменьшается. Бугорки шероховатости при этом обтекаются с малыми скоростями. Мест-

ные числа Re, подсчитанные по средней скорости потока, натекающего на бугорок, оказываются очень малы.

Так, при $a/R = 0{,}05$ имеем $Re_м = Re \cdot 7 \cdot 10^{-3}$. Изменение общего режима течения в шероховатой трубе с уменьшением числа Re, а именно переход от турбулентного течения к ламинарному, судя по опытным кривым $\zeta = f(\mathrm{Re})$, происходит в диапазоне $\mathrm{Re}_{пер} = 3 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^3$. Таким образом, можно считать, что предельным числом Re, при котором сохраняется развитый турбулентный режим течения, будет $\mathrm{Re} = 5 \cdot 10^3$. В этом случае $\mathrm{Re} = 35$. Если рассматривать обтекание отдельных бугорков шероховатости как обтекание цилиндров, то по данным [17] при $\mathrm{Re}_м = 35$ имеем $\zeta_{тр}/\zeta = 0{,}4$. При этом надо иметь в виду, что для элементов шероховатости это отношение будет еще больше, так как плоская стенка способствует уменьшению сопротивления давления. Рассмотрим случай $a/b = 0{,}1$. Считая, что зона отрыва локализуется при $a/x = 0{,}5$, имеем следующую зависимость для определения среднего значения параметра $\zeta_{тр}/\zeta$:

$$\zeta_{тр}/\zeta = 0{,}2 \cdot 0{,}4 + 0{,}8 \approx 0{,}9.$$

Локальные коэффициенты трения во впадине являются величинами одного порядка, поэтому указанное усреднение приближенно оправдано. Учитывая, что влияние плоской поверхности увеличивает $\zeta_{тр}/\zeta$, считаем, что при Re = 5000 величина $\zeta_{тр}/\zeta = 1$. Принимая $\zeta_{тр} = B\mathrm{Re}^{-0{,}25}$, имеем (при Re = 5000) $\zeta = \zeta_{тр}$ или

$$\zeta_{тр} = \frac{\zeta_{\mathrm{Re}=5000}}{(\mathrm{Re}/5000)^{0{,}25}}. \qquad (1.32)$$

В итоге модифицированная формула аналогии Рейнольдса для шероховатых труб имеет вид

$$\mathrm{Nu} = \frac{\zeta_{тр}\,\delta_т(1{,}325\sqrt{\zeta_0}+1)\,\mathrm{Re}}{8\delta_д(1{,}325\sqrt{\zeta}+1)} = \frac{0{,}75(1{,}325\sqrt{\zeta_0}+1)\zeta_{\mathrm{Re}=5000}}{8(\mathrm{Re}/5000)^{0{,}25}(1{,}325\sqrt{\zeta}+1)}. \qquad (1.33)$$

На рис. 1.11 показаны опытные данные работ [57, 99], пересчитанные по формуле (1.33) в координатах $\delta_д/\delta_т$, ζ/ζ_0.

Как видно из графика, при $\zeta/\zeta_0 > 1{,}5$ все опытные данные хорошо соответствуют предсказанному значению величины $\delta_д/\delta_т = 0{,}75$. При $\zeta/\zeta_0 < 1{,}5$ величина

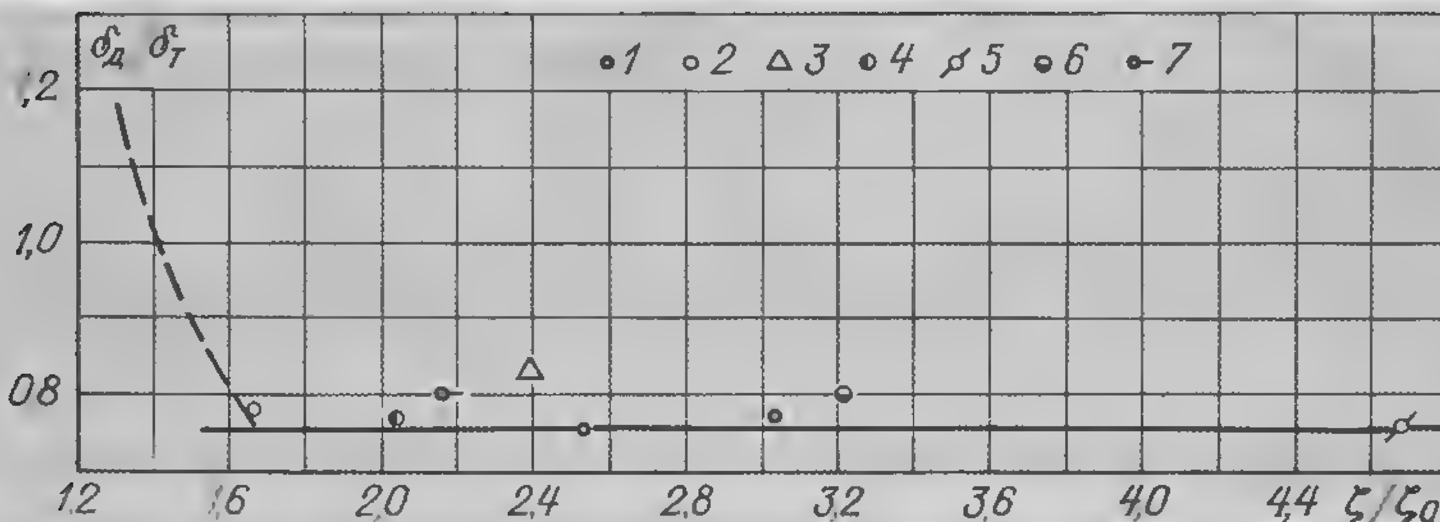


Рис. 1.11. Обобщение опытных данных по шероховатым трубам

1 – набивка РВП с двумя волнистыми листами [53]; *2* – набивка РВП с одним волнистым листом [53]; *3* – труба с накатными выступами [53] $h/d = 0{,}414$; $t/d = 8{,}8$; *4* – то же, $h/d = 0{,}8$; $t/d = 5$; *5* – то же, $h/d = 0{,}04$; $t/d = 20$; *6* – то же, $h/d = 0{,}04$; $t/d = 80$; *7* – трубы с поперечными выступами [99], $h/d = 0{,}036$; $t/d = 40$

$\delta_д/\delta_т \geqslant 1$. При малых значениях ζ/ζ_0 имеют место иные эффекты, и в частности обнаруженные в работе [38]. Можно предположить, что в этом случае $\delta_д/\delta_т > 1$. Таким образом, формула (1.33) может быть обоснованно рекомендована для расчета теплоотдачи в шероховатых трубах при $\zeta/\zeta_0 \geqslant 1{,}5$.

Применение в уравнениях подобия переменных показателей степени. Указанный вопрос рассмотрим на примере задачи о теплообмене при турбулентном течении в трубах. Для расчета теплообмена в трубах при турбулентном течении широкое распространение получили простые степенные формулы вида

$$\mathrm{Nu} = c\mathrm{Re}^m \mathrm{Pr}^n \tag{1.34}$$

Диттус и Болтер [72], а также Крауссольд рекомендуют $c = 0{,}023$; $m = 0{,}8$; $n = 0{,}4$; по М. А. Михееву [65] $c = 0{,}021$; $m = 0{,}8$; $n = 0{,}43$.

Анализ, проведенный в [72], показывает, что при $\mathrm{Re} = 10^4$ формула (1.34) обеспечивает близкие к опытным значения Nu, однако при Pr > 2

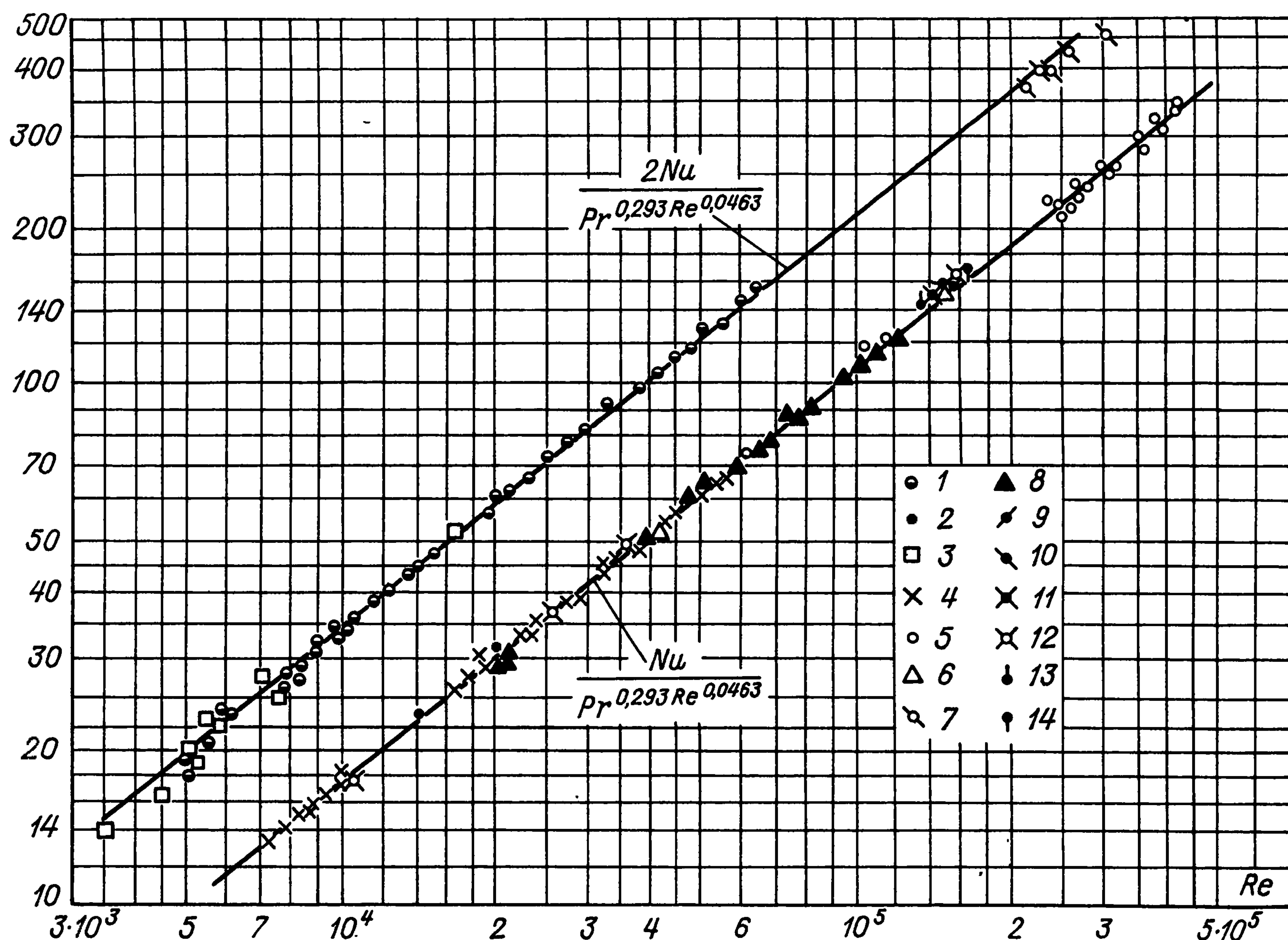


Рис. 1.12. Обобщение опытных данных по теплообмену в гладких трубах при 10 > > Pr > 0,7

1 – опыты Нуннера, воздух [99]; *2* – опыты Аллена и Эккерта, вода, Pr = 8 [3]; *3* – опыты Мэкелиота и других, воздух [66]; *4* – опыты Бертлеса и Розенау, вода, Pr = 1,7 ÷ 9,4 [6]; *5* – опыты Лельчука, перегретый пар, Pr = 0,9 ÷ 1,5 [40]; *6* – опыты Карпентера, вода, Pr = 3 [40]; *7* – опыты Гухмана и Илюхина, воздух [40]; *8* – опыты Шурвуда и Петрика, спирт [40]; *9* – опыты Диппрея и Саберски [96], Pr = 0,72; *10* – то же, Pr = 8; *11* – Pr = 6; *12* – Pr = 4,3; *13* – Pr = 2,8; *14* – Pr = 1,2

и $Re > 5 \cdot 10^4$ погрешность возрастает и при $Re = 10^6$ и $Pr > 10$ достигает 30%. Анализ формулы (1.25а) показывает, что комплекс

$$\frac{\zeta Re}{8(1{,}325\sqrt{\zeta}+1)} \sim Re^{0{,}8} \tag{1.35}$$

и по крайней мере в определенном диапазоне параметров справедлива формула вида

$$Nu = A\, Re^{0{,}8}\, Pr^{f(Re,\, Pr)}. \tag{1.36}$$

Для диапазона параметров $10^6 > Re > 4 \cdot 10^3$ и $10 > Pr > 0{,}7$ хорошее совпадение с опытными данными, как это следует из рис. 1.12, обеспечивает формула

$$Nu = 0{,}0218\, Re^{0{,}8}\, Pr^{0{,}293\, Re^{0{,}0463}}, \tag{1.37}$$

которая отличается от формулы Крауссольда зависимостью показателя n у числа Pr от числа Рейнольдса. На рис. 1.12 приведены опытные данные [3, 6, 40, 66, 96] для воды, данные [40] для перегретого пара, данные [40, 99] для различных газовых теплоносителей. Как видно из рисунка, хорошее совпадение получается во всей заданной области Re и Pr, в том числе и при $10^4 > Re > 4 \cdot 10^3$. При $Re < 4 \cdot 10^3$ наступает резкий переход к ламинарному течению (переходная область) и рекомендации для турбулентного течения становятся непригодными. Для газовых теплоносителей А. А. Жукаускас рекомендует формулу [30]

$$Nu = 0{,}0225\, Re^{0{,}8}\, Pr^{0{,}6}. \tag{1.38}$$

Результаты расчетов по формулам (1.37) и (1.38) для газовых теплоносителей отличаются на 2%. Формула (1.37) справедлива для наиболее употребительных теплоносителей — газа и воды. Таким образом, переменный показатель степени у числа Pr обеспечивает лучшее совпадение с экспериментом, чем постоянный показатель.

Указанная модификация позволяет применять методы теории подобия и для таких сложных случаев.

ГЛАВА 2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ УСТРОЙСТВ

2.1. ИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Топочное устройство является газопароводяным теплообменником. Выделившаяся в результате сгорания топлива теплота передается излучением и конвекцией воде и пароводяному потоку в экранных трубах. Поскольку химические реакции горения в топочном процессе протекают относительно быстро, определяющим является процесс аэродинамики, обеспечивающий перемешивание топлива с воздухом, условия зажигания и выгорания топлива, а также процессы шлакования поверхностей нагрева. Поэтому изучение аэродинамической структуры потока в топках является важной задачей при моделировании топочных процессов.

Многочисленными работами установлено, что прямое моделирование топочного процесса практически невозможно. Поскольку топочный процесс включает в себя процессы аэродинамики, горения и тепломассообмена, речь может идти только о приближенном моделировании. Простейшим моделированием является изотермическое, требующее минимума затрат на сооружение моделей. Огневое моделирование также является приближенным по отношению к процессу в топке, но, естественно, более точным.

Представляется целесообразным в качестве экспресс-метода аэродинамической отработки вариантов топочного устройства использовать изотермическое моделирование с поправками на неизотермичность. Во всяком случае такой подход можно считать первым этапом отработки новых топочных устройств. Необходимо отметить неоднозначность и даже противоречивость рекомендаций по определению таких поправок.

Практически важным является вопрос о влиянии неизотермичности и тепловыделения на дальнобойность факела, режимы течения, на расход среды в осевом обратном токе, на диаметр условной окружности в вихревых камерах и т. д.

Как известно, в работе М. Тринга был предложен принцип изменения геометрии при изотермическом моделировании процесса в топках [97].

в соответствии с этим принципом определяющий размер горелок в изотермической модели должен быть увеличен по сравнению с линейными размерами камеры исходя из выражения

$$\frac{r_0''}{r_0'} = \frac{L''}{L'} \sqrt{\frac{\rho_0'}{\rho_t'}} \ ,$$

здесь штрих относится к образцу, а два штриха – к модели.

Фактически предложение М. Тринга исходит из равенства масс факела в сечении на расстоянии x от устья и в устье. Отметим, что в принципе в факеле существует сложное поле плотности и множитель $\sqrt{\rho_0'/\rho_t'}$ не обеспечивает условия сохранения соотношения масс в сходственных сечениях образца и модели.

Для закрученного факела М. Керр вносит условие равенства характеристик крутки в изотермическом и горящем факеле

$$\Omega = \frac{M}{kd_э} = \text{idem}.$$

Из формулы вытекает правило моделирования вихревых горелок, а именно

$$\operatorname{tg}\alpha'' = \operatorname{tg}\alpha',$$

т. е. угол установки лопаток в горелках модели должен быть равен углу установки лопаток в горелках образца.

При проектировании изотермических моделей с использованием рекомендаций М. Тринга, как отмечается в работе [50], нарушаются определяющие конструктивные параметры камеры $(\Sigma f)/F_0$ и B/d, где Σf – суммарная площадь сечений вводов; F_0 – площадь поперечного сечения топочной камеры; B – глубина камеры; d – диаметр устья единичного ввода (горелки).

Отклонение этих параметров (а они должны измениться при использовании правила Тринга) нарушает общую аэродинамику в камере (характер взаимодействия струй, обратных токов и т. д.). Следует также отметить, что Тринг при выводе своего правила исходит из условия идентичности турбулентной диффузии в сходственных сечениях. В топочных устройствах определяющим является процесс конвективного перемешивания, зависящий от конструкции горелок.

Из изложенного ясна условность и приближенность приемов искажения геометрии для достижения подобия процессов в натурных топках и моделях. В работе Варда и др. [50] прямо указывается, что "относительное увеличение в модели размера горелок нарушает структуру течения, увеличивая взаимодействие со стенами топки. Коррекция размера горелок усиливает также взаимодействие между соседними факелами и поэтому не позволяет смоделировать область горения. Таким образом, там, где эти характеристики важны, т. е. в моделях больших котлов, размер устьев горелок не корректируют".

Таким образом, следует полагать, что для топок, где процессы взаимодействия факелов между собой и со стенками существенны, правило Тринга применять не следует, а условие геометрического подобия выполнять необходимо.

2.2. СРАВНЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОПОК В НАТУРНЫХ И ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

В НПО ЦКТИ имени И. И. Ползунова за длительный период изучения аэродинамики факелов в моделях и в натурных условиях накоплен большой экспериментальный материал. Ниже приводится сравнение таких характеристик и их анализ, проведенный сотрудниками НПО ЦКТИ Д. И. Ляховским, Д. И. Добронравиной, В. Ф. Литвиненко [50].

Сравнение проводилось на основе опытов С. Л. Шагаловой и И. П. Шницера [50] по котлу ТПП-210А с вихревыми горелками ТКЗ, И. Л. Шра-

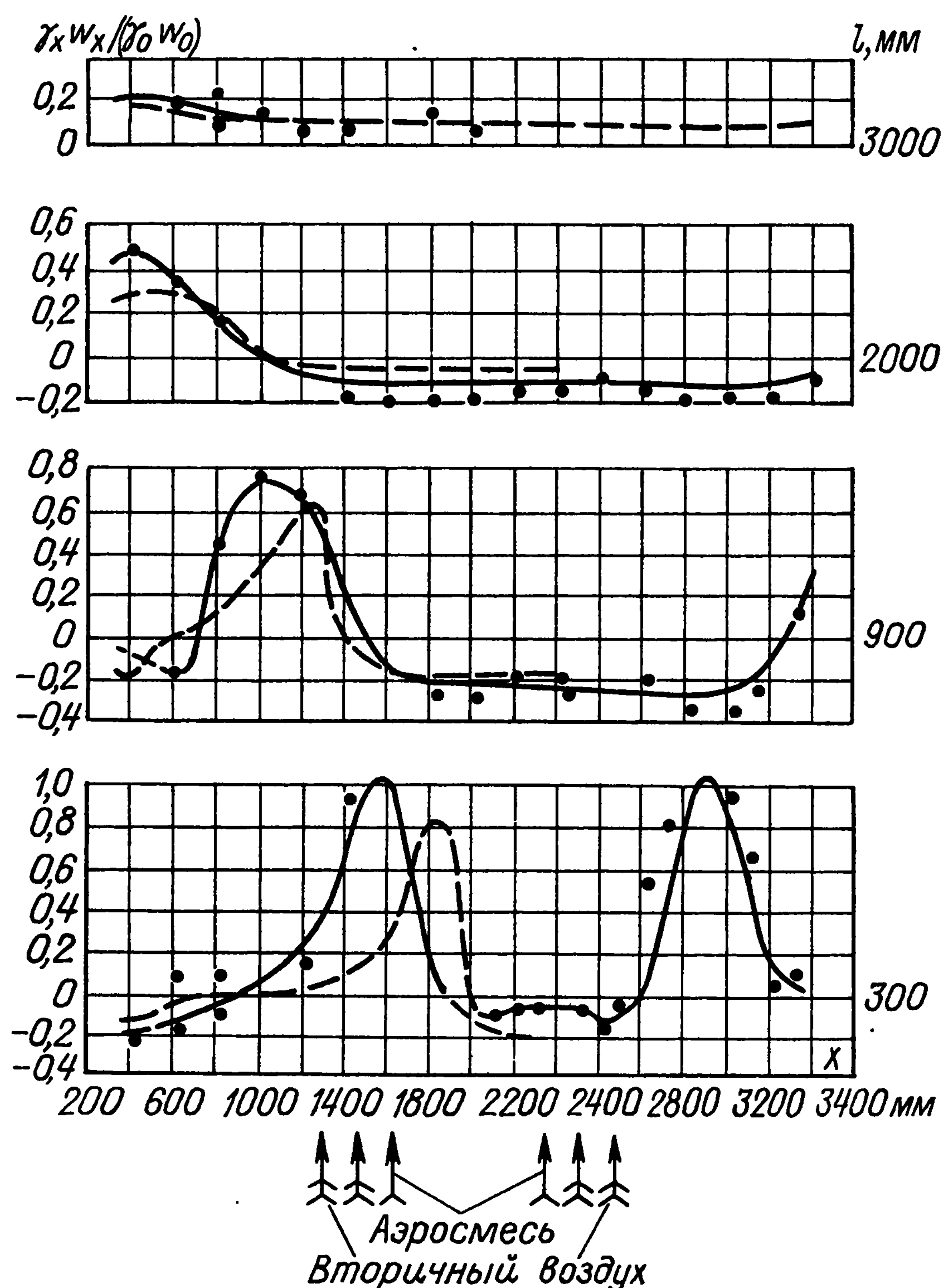


Рис. 2.1. Сравнение кривых распределения относительной весовой скорости в изотермическом и горящем факелах (x – расстояние от бокового экрана, мм)
—— – изотермические продувки; w_2/w_1 = 1,5; w_2 = 24 м/с; $w_1 \doteq$ 16 м/с; w_0 = = 22,6 м/с; – – – – горящий факел; $w_2/w_1 \doteq$ 1,6; w_2 = 29 м/с; $w_1 \doteq$ 18 м/с; w_0 = = 26,7 м/с; γ_0 = 0,57 кг/м²

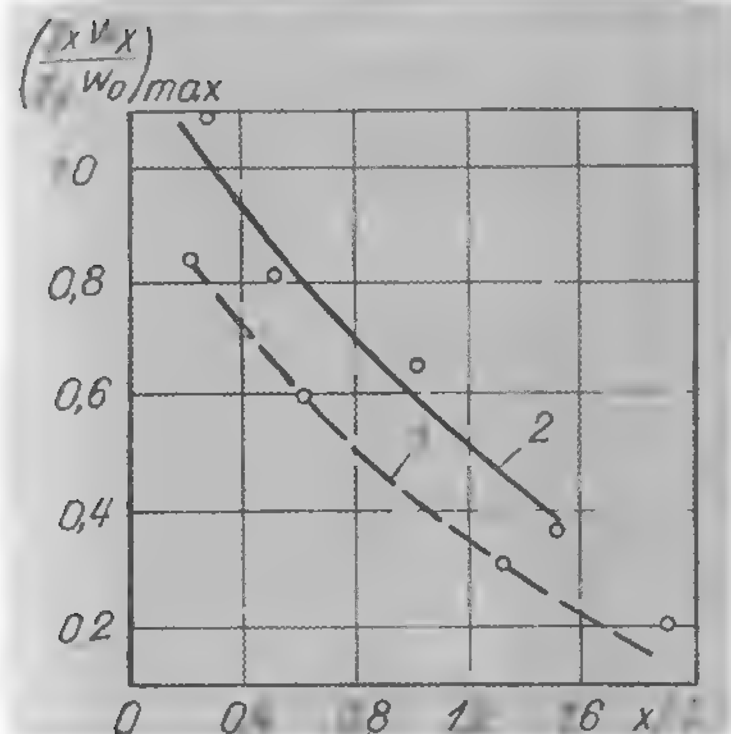


Рис. 2.2. Сравнение дальнобойности на начальном участке корня факела вихревой горелки
1 – горящий факел; *2* – изотермическая струя

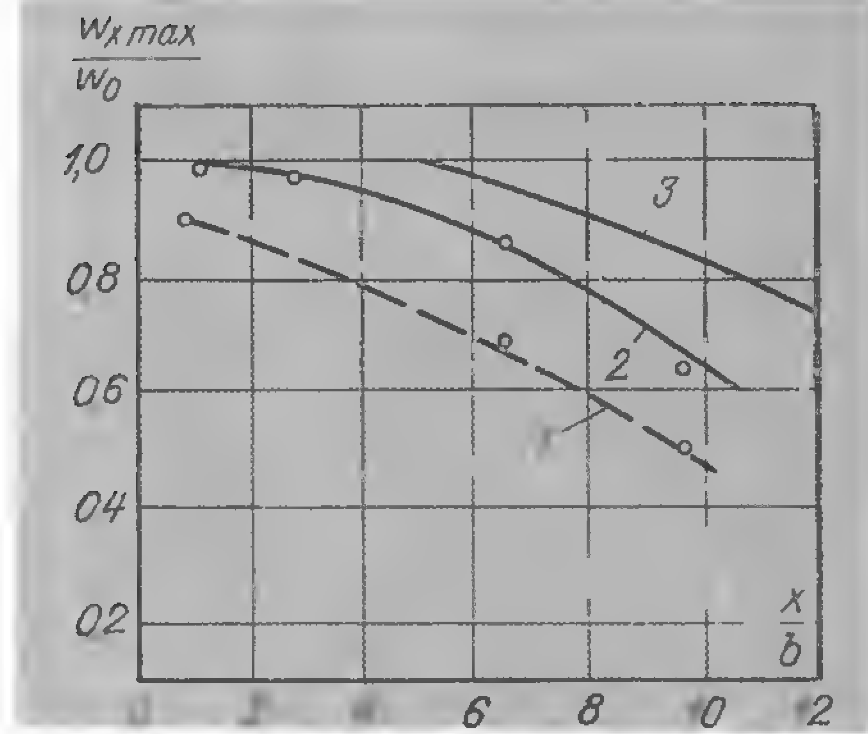


Рис. 2.3. Изменение относительных максимальных скоростей вдоль факела прямоточных горелок
1, *2* – факел длинощелевых горелок, соответственно горячий и холодный; *3* – плоская затопленная струя при b/h = = 10 (b – ширина струи)

дера и Е. А. Нахапетяна [50] с газомазутными горелками котла ТГМП-324, В. А. Тихомирова с газомазутной горелкой и опытов Д. И. Ляховского и других со щелевыми горелками для сжигания фрезерного торфа в системе плоскопараллельных струй.

Сравнение кривых распределения относительной весовой скорости в изотермическом и горящем факелах по данным работы [50] (рис. 2.1) показывает качественную и количественную близость результатов. При этом изотермические измерения проведены как на модели (1/5 натуральной величины), так и на самом котле. Измерения при горении производились только в натурных условиях. Сравнение распределения объемных скоростей показало большее различие между котлом и моделью.

Расхождение кривых на рис. 2.1 относится к углу расширения факела в корне и к дальнобойности его на начальном участке. Угол расширения факела при горении несколько уменьшается, что указывает на изменение крутки потока. Несмотря на это, в представленной обработке дальнобойность на начальном участке горящего факела также оказалась несколько сниженной (рис. 2.2).

Некоторое представление об изменении максимальной скорости вдоль оси горящего факела по сравнению с холодным дает также сравнение (рис. 2.3) дальнобойности горящего и холодного факелов длинщелевой горелки с дальнобойностью плоской затопленной струи. На рис. 2.2 и 2.3 можно заметить уменьшение дальнобойности горящего факела по сравнению с холодным.

И. Л. Шрадер и Е. А. Нахапетян на огневой модели исследовали аэродинамику газомазутной горелки с цилиндрической амбразурой котла ТГМП-324. Измерения были проведены при угле установки лопаток 63°.

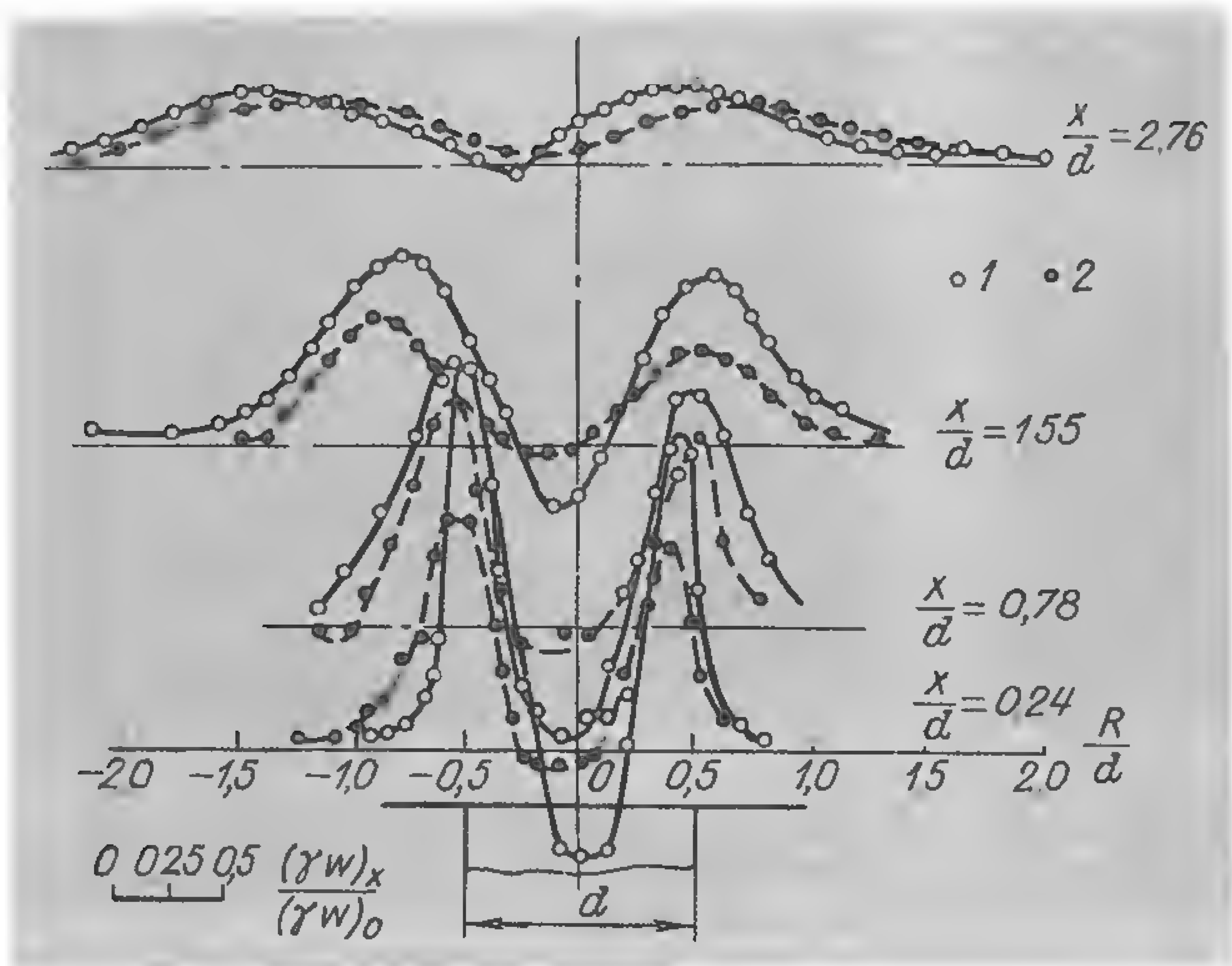


Рис. 2.4. Распределение весовых аксиальных скоростей в поперечном сечении факела в зависимости от расстояния от устья
1 – изотермический факел; *2* – неизотермический факел

На рис. 2.4 представлены распределения весовых аксиальных скоростей в поперечном сечении факела на различном расстоянии от устья. Кривые, отвечающие горению, располагаются ниже кривых, относящихся к изо-

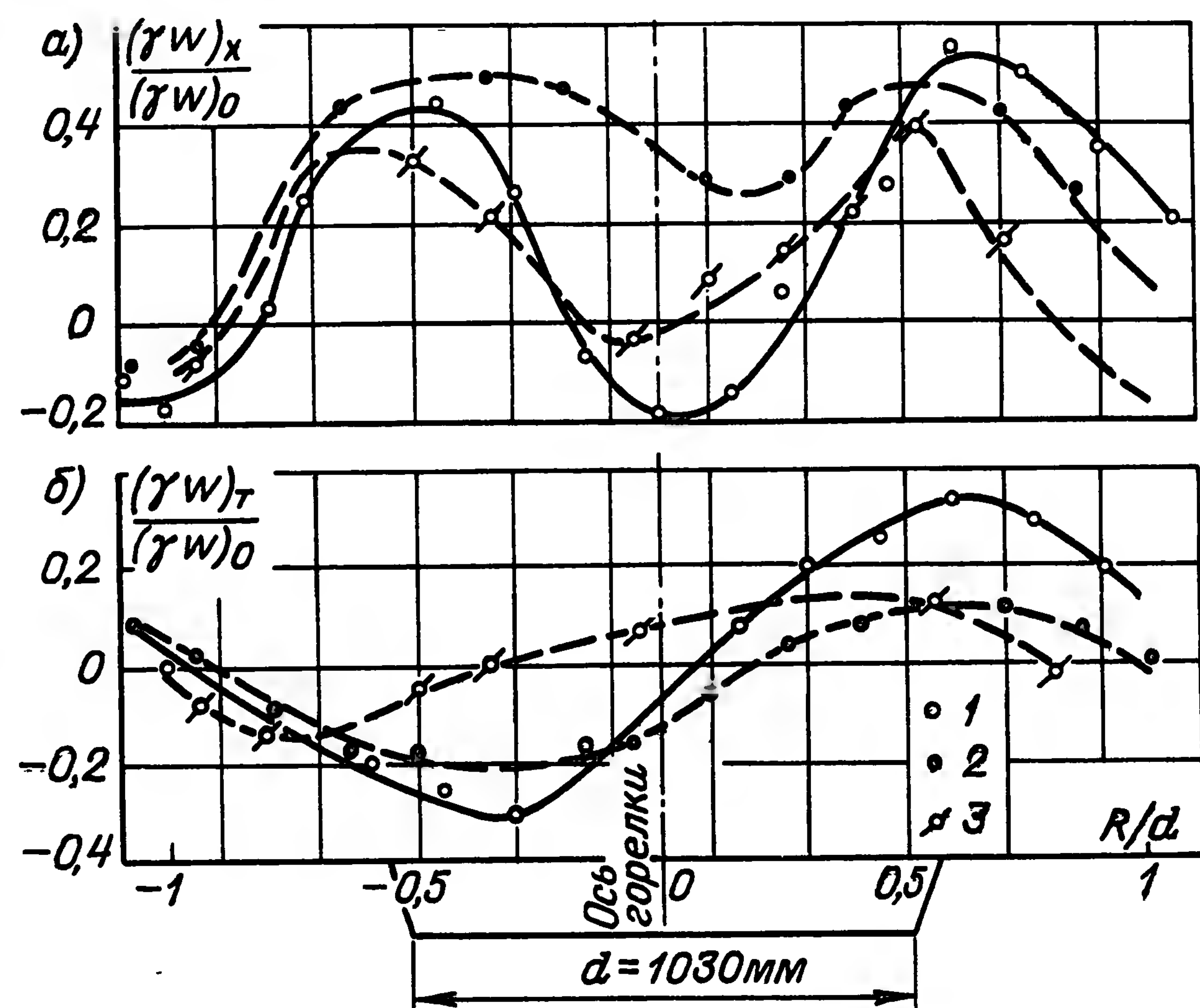


Рис. 2.5. Распределение весовых скоростей по радиусу газомазутной горелки в сечении x/d = 0,79: *а* – аксиальная скорость; *б* – тангенциальная скорость
1 – изотермическая струя; w_0 ≐ 36 м/с; *2* – природный газ; $B_г$ = 4700 м³/ч; $\alpha_г$ = 1; *3* – мазут; $B_м$ = 4400 кг/ч; w_0 = 30 м/с; $\alpha_г$ = 1,04

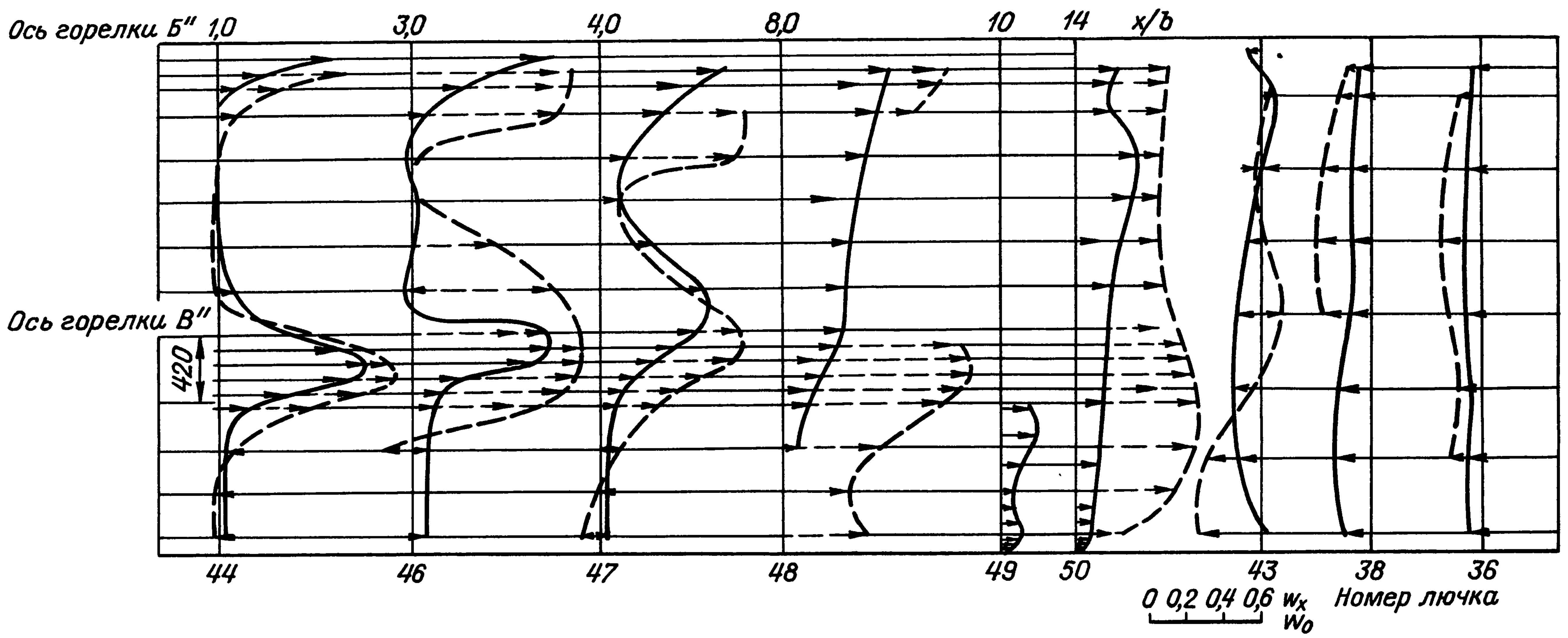


Рис. 2.6. Распределение горизонтального компонента весовой скорости на котле ЮКЗ-160-100Ф
——— – в изотермических условиях; – – – – в условиях горения

термическому факелу. Осевой обратный ток при горении ослаблен, что согласуется с данными других авторов.

В работе [50] указывается на снижение крутки в горящем факеле по сравнению с изотермическим. Углы разноса примерно одинаковы, если оценивать их по удалению максимумов скорости от оси. В целом кинематика горящего и холодного факелов весьма схожа.

Данные В. А. Тихомирова [50] показаны на рис. 2.5. Хотя измерения проведены в одном сечении ($x/d = 0{,}79$), они представляют интерес благодаря сравнению кривых распределения изотермического факела с подобными кривыми при сжигании двух различных топлив: природного газа и мазута. Данные обработаны в относительных массовых скоростях, и построены графики распределения по радиусу аксиального и тангенциального компонентов. Для кривых распределения аксиальной скорости характерно ослабление осевого обратного тока при горении, причем особенно ярко это выражено при сжигании газа, где стабилизирующий зажигание провал скорости на оси весьма мал. Если говорить о максимальных весовых осевых скоростях в замеренном сечении факела, то в грубом приближении они близки к максимальным скоростям изотермического факела, что несколько отличает данные В. А. Тихомирова от ранее рассмотренных. Крутка горящего факела оказалась меньше, чем холодного.

Сравнительные опыты В. А. Тихомирова подтверждают предположение, что аэродинамика изотермического факела различно трансформируется при горении в зависимости от рода сжигаемого топлива.

Результаты опытов, проведенных на котле БКЗ-160-100 в части, относящейся к факелу щелевых горелок, показаны на рис. 2.6, где сопоставляется кинематика холодного и горящего факелов, причем топливом являлся фрезерный торф. Факел характеризуется относительно низкими температурами. Так, через ближайший к устью горелок лючок № 44 была замерена максимальная по сечению температура 900 °С; примерно на середине длины факела (лючок № 48) она составляла 1000–1100 °С и лишь в конце горизонтального участка (лючок № 50) достигла максимального значения 1200 °С. Части факела, отклоняющиеся кверху и книзу вдоль задней стенки, имеют температуру 1000 °С.

Переход от относительных объемных к относительным весовым скоростям показал улучшение сходимости полученных результатов (рис. 2.7). Как видно из рис. 2.7, изменение вдоль факела максимальной скорости в изотермических условиях близко к таковому по весовым скоростям в условиях горения. Сравнение дальнобойности по объемным скоростям дало существенно большее значение ее для горящего факела.

Горелки представляли собой вертикальные щели. Зондирование факела проводилось по горизонтальной его оси, т. е. по малому размеру щели. Если сравнивать углы расширения холодного и горящего факелов в этой плоскости, то можно заметить незначительное увеличение угла корня горящего факела по сравнению с холодным. На примере рассматриваемого факела в виде плоской вертикальной струи можно отметить повышенную эжекционную способность горящего факела по сравнению

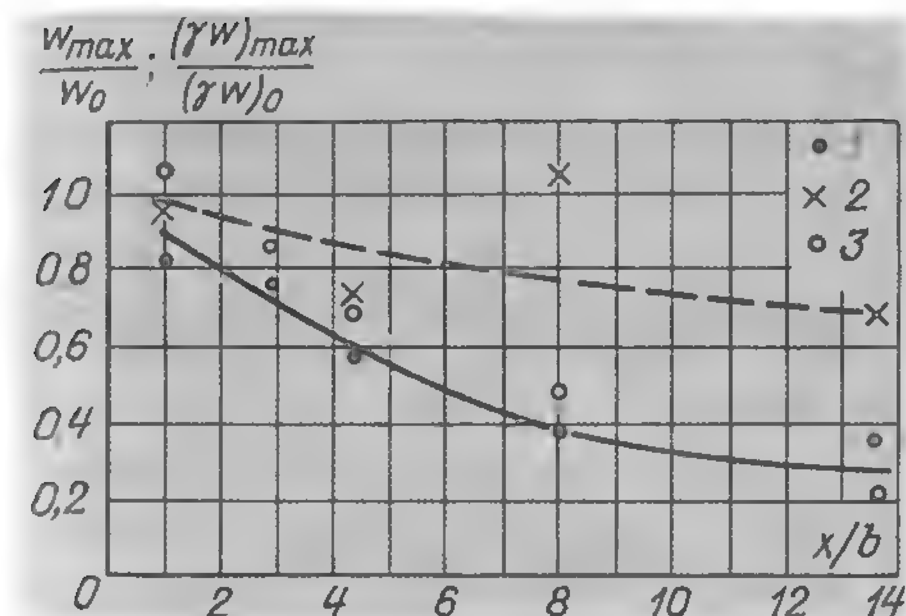


Рис. 2.7. Изменение максимального продольного компонента скорости вдоль оси факела
1, 2 – относительная объемная скорость соответственно в изотермических условиях (———) и в условиях горения (– – –); *3* – $(\gamma w)_{max}/(\gamma w)_0 = f(x/b)$

с холодным. В данном случае это выражается в различном отклонении факелов от геометрической оси горелки в направлении боковой стенки.

Сравнение аэродинамических характеристик топок в "горячих" и "холодных" условиях позволяет сделать следующие выводы:

1. Перенос результатов изотермического исследования кинематики факелов горелок в первом приближении может производиться по весовым скоростям.

2. Интенсивность крутки в "горячих" условиях меняется меньше, чем в изотермических.

3. Осевой обратный ток в закрученном горящем факеле меньше по расходу, чем в соответствующих изотермических потоках. По ограниченному числу сравнений уменьшение расхода обратного тока в устье при горении можно оценить в 5–10%.

4. В грубом приближении угол расширения изотермического и горячего факела в ограниченном пространстве можно принимать одинаковым.

5. Приближенная теория неизотермических и горящих струй, а также рассмотренные опытные данные по модельным и станционным испытаниям показывают, что дальнобойность горящего факела нельзя адекватно воспроизвести в изотермической модели. Реальный факел может быть более дальнобойным, одинаково и менее дальнобойным, чем изотермический, в зависимости от сопоставляемых участков, рода топлива и начального избытка воздуха.

6. Пригодность геометрически подобных изотермических моделей для исследования кинематики горелок и топок, по крайней мере для получения качественных оценок, подтверждается.

Практически на базе изотермического моделирования можно исследовать и устранить эффект наброса факела на топочные экраны, т. е. свести к минимуму взаимодействие струй с экранными поверхностями, приводящее к шлакованию и коррозии этих поверхностей. Возможно исследовать взаимодействие соосных, спутных и соударяющихся струй, прямоточных и закрученных, определить их дальнобойность и характер взаимодействия. Необходимо оценить интенсивность обратного тока для условий устойчивого воспламенения аэросмеси вблизи устья горелок и дальнейшего интенсивного выгорания топлива. Важным фактором топочной аэродинамики является определение степени заполнения топоч-

ного объема активным потоком, а также степени перемешивания (конвективного и турбулентного) в факелах.

При изучении топок с тангенциальным расположением горелок задачей является определение диаметра условной окружности (окружности максимальных тангенциальных скоростей), степени затухания общего вихря, взаимодействия подъемных и опускных токов и условий перемешивания в вихрях.

2.3. ПРИМЕРЫ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АЭРОДИНАМИКИ ТОПОК

Интенсификация процесса перемешивания с помощью встречных пульсирующих струй. В НПО ЦКТИ автором и М. Д. Новиковым был предложен и совместно с Д. И. Ляховским и В. Б. Довжиком исследован новый способ перемешивания встречных струй. Суть его заключается в сообщении одной из встречных струй пульсаций скорости, которые передаются противоположной струе, а потом распространяются по всему объему. Этот способ принципиально отличается от разрабатывавшегося в ЦКТИ и в других исследовательских организациях метода получения пульсаций в камере типа трубы Шмидта, являющейся упрощенным резонатором Гельмгольца, так как не связан с размерами и конструкцией камеры. Предложенный способ позволяет в широком диапазоне изменять амплитуду и частоту колебаний независимо друг от друга.

Пульсации скорости в одной из струй можно создавать, например, вращающейся заслонкой, установленной недалеко от устья сопла. Подобный механический пульсатор опробован в работах Вулиса, где в изотермических условиях и при горении изучалось влияние на распространение одиночной свободной струи частоты принудительных пульсаций при неизменной амплитуде. Вместе с тем амплитуда пульсаций определяет

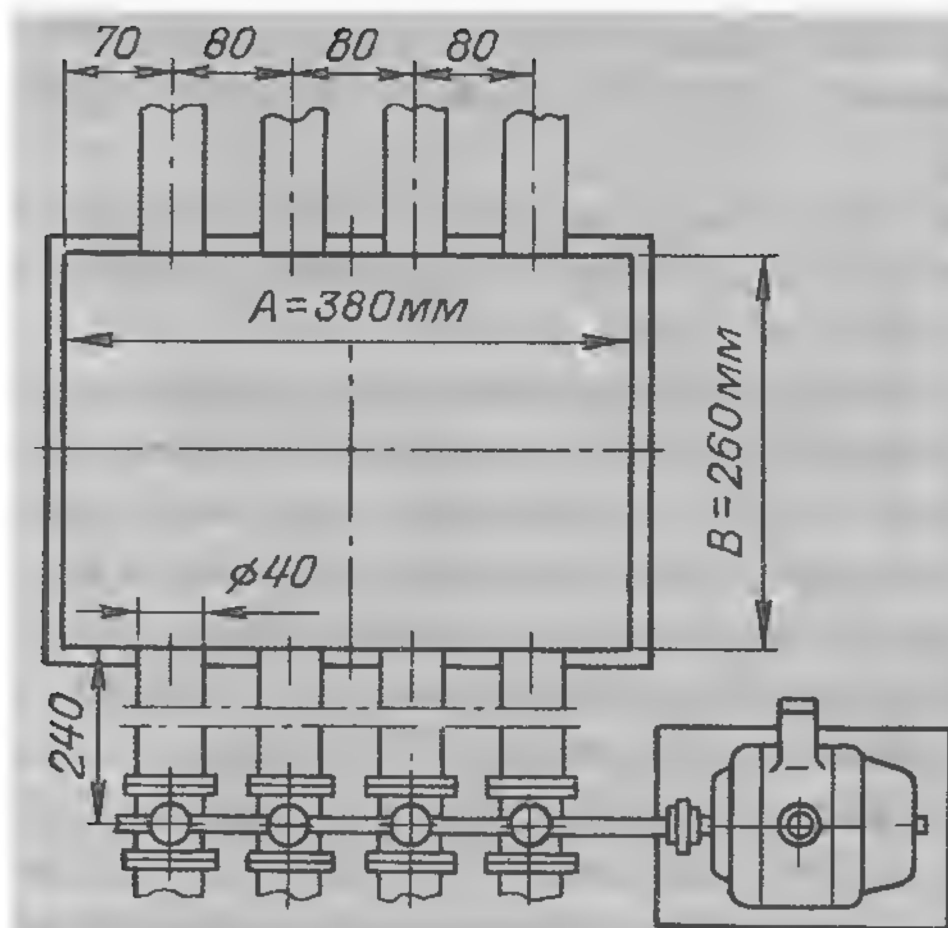


Рис. 2.8. Изотермическая модель топочной камеры со встречными пульсирующими струями

интенсивность турбулентности получаемой струи, и ее влияние на процесс перемешивания нельзя оставлять без внимания.

Исследование нового метода интенсификации массообмена проводилось на изотермической модели топочной камеры со встречной компоновкой горелок (рис. 2.8), которая представляла собой прозрачный вертикальный параллелепипед с верхним боковым отводом. Внутренние размеры камеры 260 X 380 мм, высота от пода до середины горизонтального газохода 1000 мм. В нижней части камеры на фронтовой и задней стенках расположено по четыре круглых сопла с диаметром устья $d = 40$ мм. Таким образом, относительная глубина камеры $B/d = 6{,}5$. Расстояние между осями горелок равно $2d$; расстояние между осями крайних горелок и боковыми стенками $1{,}75d$; высота осей горелок над подом $3{,}6d$. Сопла на фронтовой стенке были прямоточными, а на задней стенке могли быть прямоточными или принудительно пульсирующими. Заслонки, вызывающие пульсации, находились на одном валу на расстоянии $6d$ от устья и приводились во вращение мотором постоянного тока. Частота вращения могла меняться от 90 до 1400 об/мин.

Расходы воздуха через горелки определялись по скоростным полям, замеренным трубками Прандтля. Скорости воздуха в камере измерялись как пневмометрическими приборами, так и электротермоанемометром АТА-3, который совместно с осциллографом Н-105 и анализатором частот использовался для измерения амплитуды и частоты пульсаций скорости. Несущая частота принудительных пульсаций определялась в зависимости от частоты вращения электромотора, измеренной тахометром, по формуле $f = 2n/60$, где f – частота пульсаций, Гц; n – частота вращения мотора, об/мин. Цифра 2 в формуле означает, что заслонка за один оборот дважды перекрывает сечение канала.

При обработке опытных данных за масштабную скорость принималась средняя расходная скорость в устье горелок $v_у$. При оценке динамического воздействия потоков на боковые стенки масштабом служила средняя расходная скорость в поперечном сечении камеры.

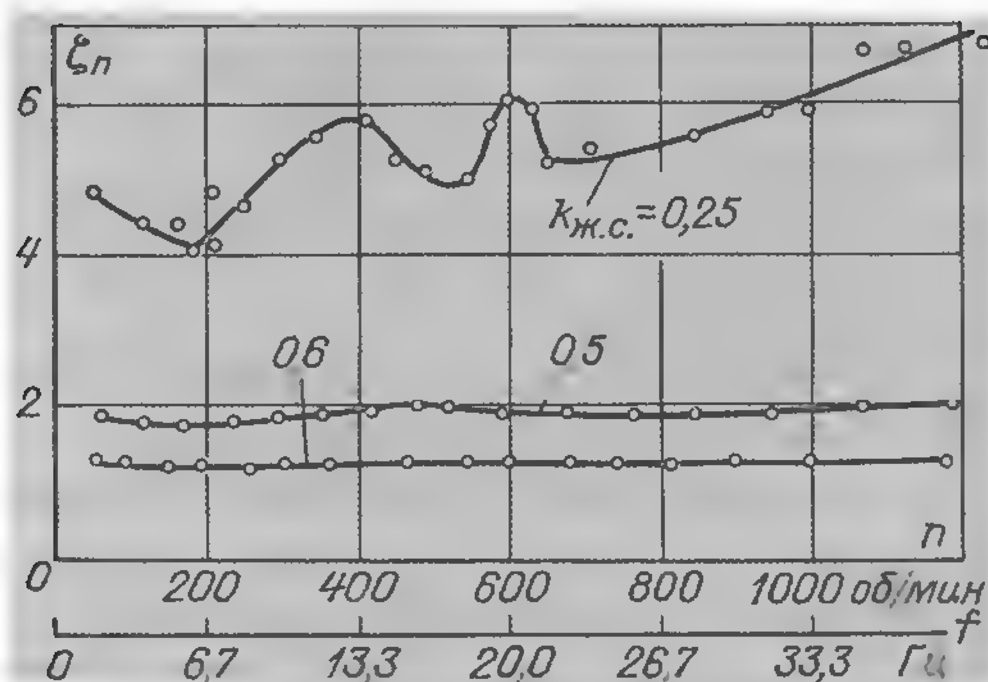


Рис. 2.9. Зависимость гидравлического сопротивления вращающейся заслонки от частоты вращения и коэффициента живого сечения

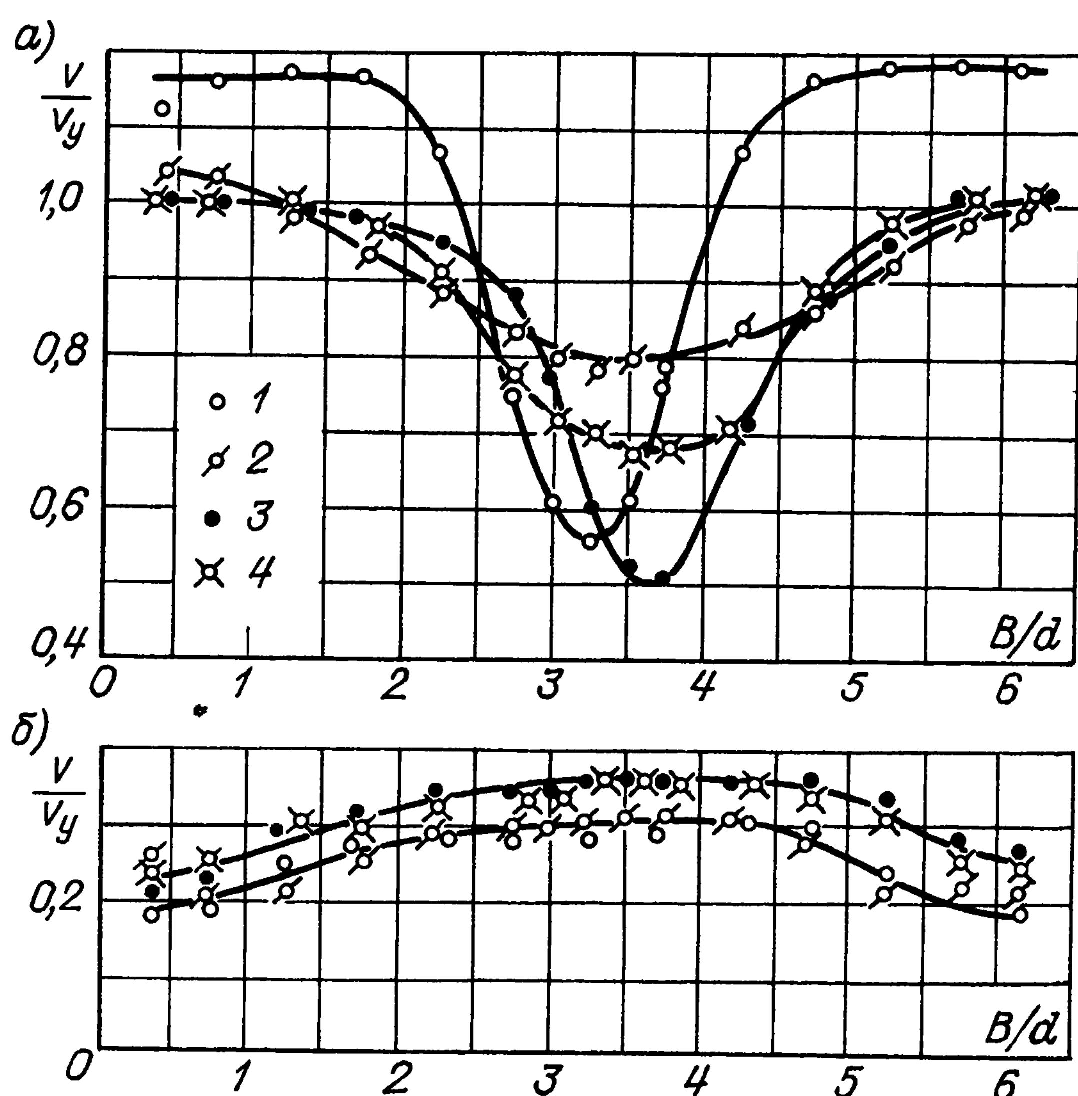


Рис. 2.10. Полный вектор скорости: *а* – на оси противостоящих горелок; *б* – вдоль линии, поднятой на $3d$ над горелками
1, 2, 3, 4 – f соответственно равно 0; 5; 16,7; 25 Гц

Пульсатор – вращающаяся заслонка – полностью характеризуется двумя величинами: коэффициентом живого сечения $k_{ж.с} = F/F_0$ (F – площадь, не перекрытая заслонкой, F_0 – площадь сечения трубы) и частотой вращения n. Обе величины определяют как интенсивность создаваемых пульсаций, так и сопротивление пульсатора протекающему сквозь него потоку.

Для трех значений $k_{ж.с}$, равных 0,25; 0,5 и 0,6, была получена зависимость сопротивления от частоты вращения пульсатора (рис. 2.9). Оказалось, что коэффициент гидравлического сопротивления является сильной функцией $k_{ж.с}$ и относительно слабой функцией n. Частота вращения начинает влиять на сопротивление лишь при малых $k_{ж.с}$. При $k_{ж.с} \geq 0,5$ можно принимать одно значение $\zeta_п$ для всего диапазона n.

Очевидно, что пульсаторы с $k_{ж.с} \leq 0,4$ неприменимы в топочной технике, так как реальное сопротивление тракта горелки будет больше на сопротивление самого сопла, равное 1,2–1,5.

Результаты измерений полного вектора скорости и интенсивности турбулентности Tu на совпадающих осях прямоточных горелок (при отсутствии пульсаторов) представлены на рис. 2.10, 2.11 кривой *1*. Средняя скорость в устье сопел была 42,5 м/с. По мере удаления от устья сопла к середине камеры наблюдается вначале медленное, а затем быстрое падение скорости. Кривая наглядно показывает местоположение фронта встречи, совпадающее с точкой минимального значения v. Напротив, относительная интенсивность турбулентности симметрично нарастает от устья к середине камеры. Ее максимум также совпадает с фронтом

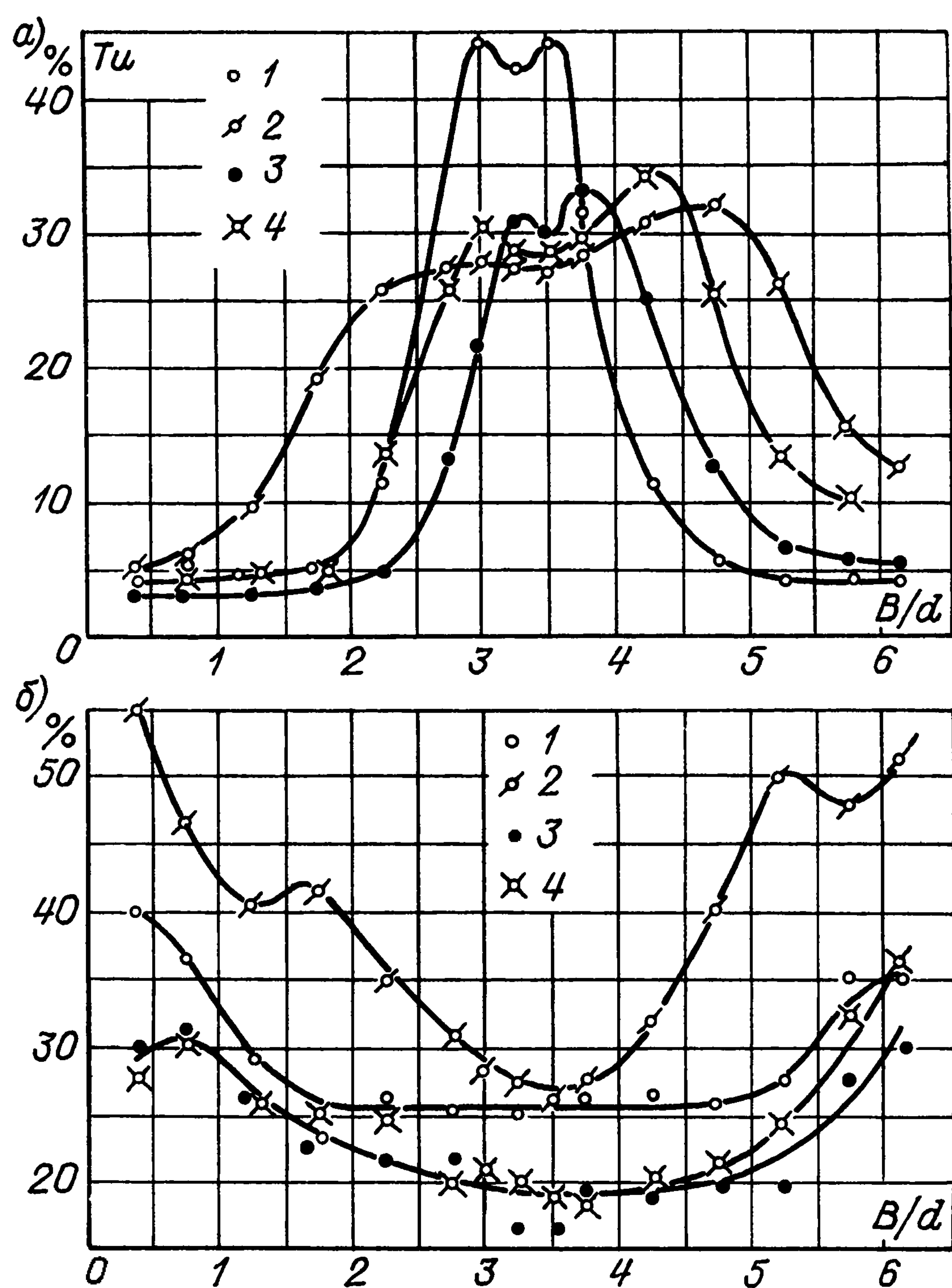


Рис. 2.11. Относительная интенсивность турбулентности: *а* – на оси противостоящих горелок; *б* – вдоль линии, поднятой на $3d$ над горелками
1, 2, 3, 4 – f соответственно равно 0; 5; 16,7; 25 Гц

встречи. В плоскости встречи струй полная скорость составляет половину ее значения в устье. Величина же Tu возрастает при этом почти в 10 раз, от 4,5 до 45%.

Естественно предположить, что турбулентные и принудительные пульсации должны находиться в резонансе, поэтому сначала с помощью анализатора частот была получена зависимость среднеквадратичного значения турбулентных пульсаций от частоты. Кривые распределения $\sqrt{v'^2} = F(f)$ были сняты в трех точках осевой линии: в устьях фронтовой и задней горелок и в центре камеры. Кривые, относящиеся к устьевым точкам, совпали. Максимальное среднеквадратичное значение пульсаций в корне факела приходится на 25 Гц, а в середине камеры – на 15 Гц.

Для массообмена в камере важную роль играют характеристики турбулентности в корне факела. Поэтому была получена зависимость Tu в устьях противостоящих горелок от частоты принудительных пульсаций при приемлемых $k_{ж.с}$ (рис. 2.12). Прежде всего следует отметить относительно малую эффективность пульсатора с $k_{ж.с} = 0,6$. Величина Tu в устье

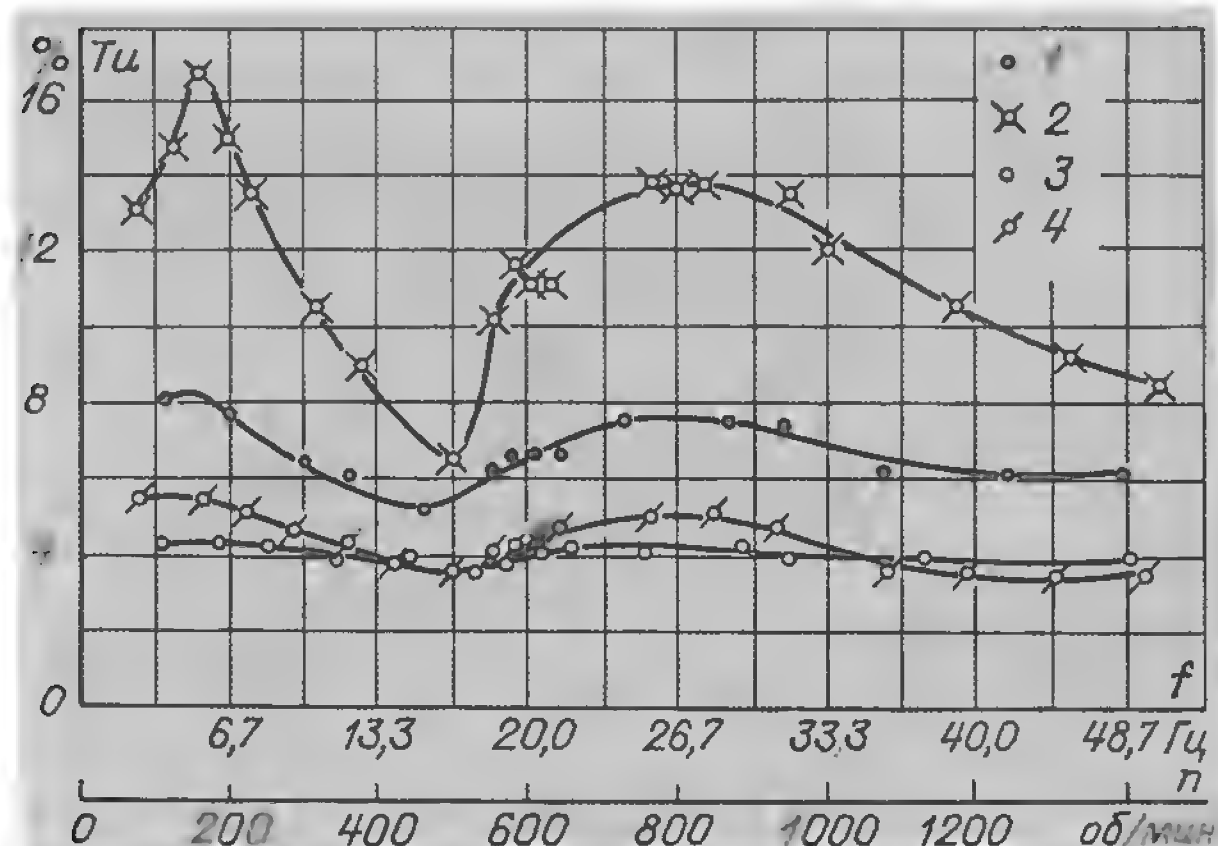


Рис. 2.12. Относительная интенсивность турбулентности в устьях горелок в зависимости от частоты принудительных пульсаций
1, 2 – $k_{ж.с}$ = 0,5, горелка с пульсатором; *3, 4* – то же, без пульсатора

горелок, снабженных таким пульсатором, лишь в 1,5–2 раза превышает Tu в устье горелок без пульсаторов. В то же время при пульсаторах с $k_{ж.с} = 0{,}5$ интенсивность турбулентности в корне пульсирующих факелов возрастает в 3,5–4 раза. Наряду с этим следует отметить сложную зависимость Tu(n). Как и ожидалось, при частоте около 25 Гц наблюдается увеличение интенсивности турбулентности, но ее максимум приходится на 5 Гц, т. е. система струй с пульсаторами имеет свою собственную резонансную частоту. При 16,6 Гц, наоборот, имеет место значительное ослабление принудительных пульсаций.

Подробное исследование развития факелов и их турбулентной структуры проводилось при пульсаторах с $k_{ж.с} = 0{,}5$ и частотах принудительных пульсаций 5; 16,7 и 25 Гц. Измерения велись вдоль осей противостоящих горелок и на расстоянии $3d$ над этими осями. Распределение полного вектора скорости вдоль оси дано на рис. 2.10.

Как показывают измерения, начальный участок пульсирующих и, что особо важно, взаимодействующих факелов имеет заметно меньшую протяженность и более низкие скорости. Провал скорости в середине камеры при пульсаторах заметно меньше. Это говорит о том, что фронт встречи пульсирующих факелов размыт по сравнению с прямоточными.

Кривые относительной интенсивности турбулентности струй с пульсаторами (см. рис. 2.12) также резко отличаются от кривых без пульсаторов. При резонансной частоте $f = 6$ Гц увеличение интенсивности турбулентности происходит во всем объеме камеры, как на оси горелок, так и над ней. Зависимость среднеквадратичной скорости пульсации от частоты указывает на то, что в пульсирующей струе основной частотой всегда является частота пульсатора, в противостоящей же струе эта частота будет основной только при резонансе (в наших опытах 5 Гц). В осталь-

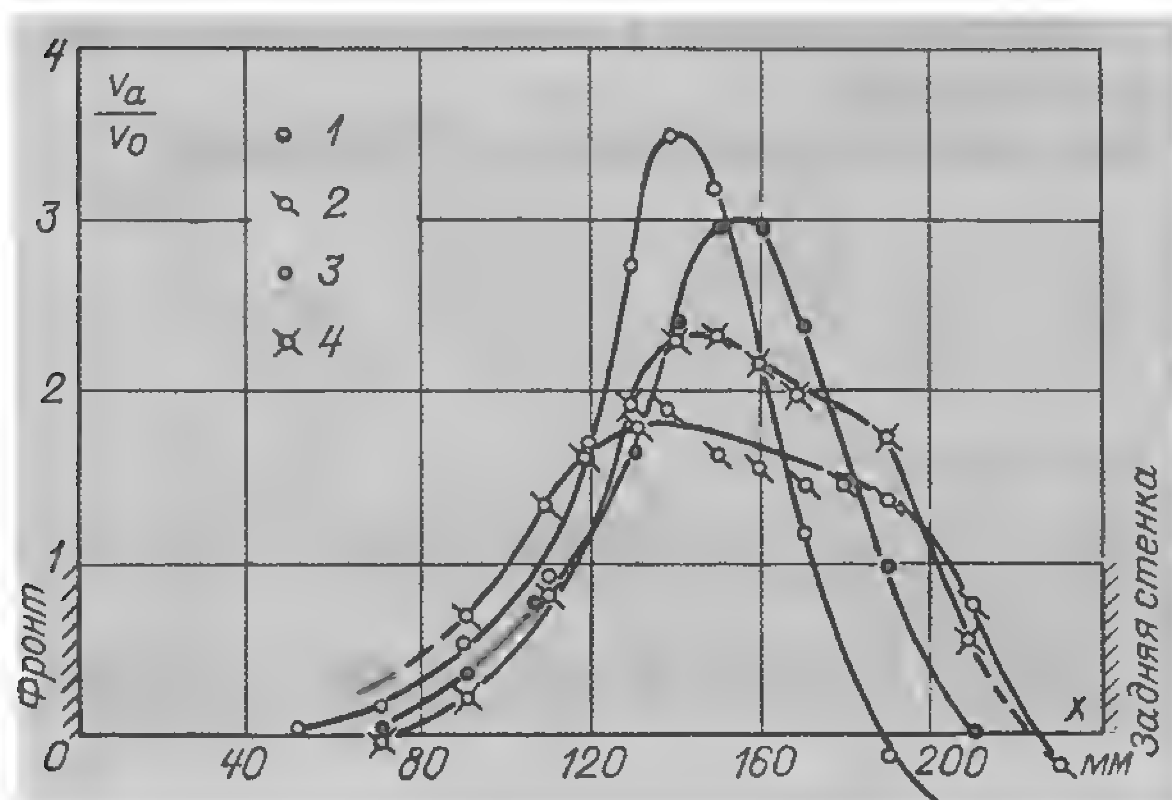


Рис. 2.13. Динамическое воздействие на боковой экран (по нормальным компонентам скорости)
1, 2, 3, 4 – *f* соответственно равно 0; 0,5; 16,7; 25 Гц

ных случаях главной остается частота, присущая струе без принудительных пульсаций.

Для организации процесса горения предлагаемый способ может оказаться пригодным только в том случае, если он наряду с интенсификацией перемешивания не вызовет значительного динамического воздействия на экран. Оценка этого воздействия проводилась сравнением нормальных к боковым стенам компонентов скорости (рис. 2.13). Замеры производились на расстоянии 0,5d от боковой стенки. Получено убедительное подтверждение того факта, что чем эффективнее пульсатор с точки зрения перемешивания, тем благоприятнее аэродинамическая обстановка близ ограждающих поверхностей камеры. При частоте принудительных пульсаций 5 Гц нормальные компоненты вектора скорости снижаются вдвое по сравнению с прямоточными факелами. Это хорошо согласуется с графиками рис. 2.10, так как меньшему динамическому воздействию на боковые стены соответствует меньшая локализация фронта встречи противоположных струй.

Таким образом, приведенные данные убедительно показывают, что встречные, принудительно пульсирующие факелы являются надежным средством интенсификации массообмена.

2.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОК, СЖИГАЮЩИХ ТВЕРДОЕ ТОПЛИВО

Уравнение топочного процесса и критерии подобия. В огневых стендах (моделях) при сжигании твердого топлива возможно осуществить только приближенное моделирование, причем технически моделирование сжигания твердого топлива сложнее осуществить, чем моделирование сжигания других топлив.

Рассмотрим основные уравнения топочного процесса применительно к сжиганию твердого топлива.

Уравнения движения и неразрывности газовой среды

$$\rho \frac{dw}{d\tau} = \rho F - \text{grad}\,(p + \frac{2}{3}\mu\,\text{div}\,w) + 2\,\text{div}(\mu\dot{S});\qquad(2.1)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial\tau} + \text{div}\,\rho w = 0.$$

Здесь w – скорость газа; F – массовая сила; $\dot{S}$ – тензор скоростей деформаций; ρ – плотность.

Уравнение движения горящей твердой частицы с переменной массой

$$m'\frac{dv}{d\tau} = \frac{dm'}{d\tau}(v_{\text{р}} - v) + \sum_{i=1}^{5} R_i.\qquad(2.2)$$

Здесь ΣR_i – сумма всех сил, v – скорость частицы; m' – масса частицы.

Уравнение диффузии кислорода в газовой среде

$$w\,\text{grad}\,C = M_c(w\,\text{grad}\,C') + \text{div}(D_{\text{т}}\,\text{grad}\,C) - C\,\text{div}\,w.\qquad(2.3)$$

Здесь C – объемная концентрация кислорода в газовой среде, кг/м^3; C' – концентрация угольной пыли в газовой среде; $D_{\text{т}}$ – коэффициент турбулентной диффузии; M_c – масса.

Уравнение горения отдельной частицы

$$k_s = C_0\frac{1}{1/\alpha_{\text{д}} + 1/k}.\qquad(2.4)$$

Здесь C_0 – концентрация кислорода в потоке; k – константа химической реакции; $\alpha_{\text{д}}$ – коэффициент массообмена.

Уравнение для полидисперсной пыли

$$dq_{\text{ч}} = q_{\text{ч}\delta}\,dR_\delta \text{ или } q_{\text{ч}} = \frac{C'}{C'_1}\int_0^{R_\delta}\left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^3 dR_\delta,\qquad(2.5)$$

где $R_{\delta 0} = e^{-b\delta_0^n}$; b – коэффициент тонкости помола; δ – размер частицы.

Уравнение теплообмена для отдельной частицы

$$C'_{\text{к}}\gamma'_{\text{к}}\frac{dT'}{d\tau} = -Q'\frac{s}{V'}\gamma_{\text{к}}\frac{d\delta}{d\tau} - \sigma'(1 - a_\psi)\frac{s'}{V'}(T'^4 - T^4) - \alpha'\frac{s'}{V'}(T' - T)$$

(штрих – для частицы, к – кокс); здесь Q' – теплота сгорания углерода, МДж/кг; σ' – коэффициент излучения частицы; a_ψ – степень черноты факела; α' – коэффициент теплоотдачи конвекцией для частицы, δ – размер частицы; V – объем; C' – относительная массовая концентрация угольной пыли.

Уравнение теплообмена пылеугольного факела

$$Q_т C_1' \rho(w \operatorname{grad} \varphi) = C_г \rho(w \operatorname{grad} T) - \operatorname{div}(-\lambda \operatorname{grad} T) +$$
$$+ 4{,}9\,\epsilon_{эф} \left[\epsilon_г \left(\frac{T_г}{100} \right)^4 - A_г \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right] F, \qquad (2.7)$$

где $\varphi = 1 - C'/C_1'$; $\epsilon_{эф}$ – эффективная степень черноты стенки; $\epsilon_г$ – степень черноты газа; $A_г$ – поглощательная способность газа при температуре стенки.

Совместное решение указанных семи уравнений позволило бы получить все характеристики топочного процесса для условий сжигания конкретного твердого топлива в объеме топочной камеры данной конструкции. Однако в настоящее время решение этой системы уравнений практически невозможно и приходится прибегать к теории подобия и анализу размерностей.

Рассмотрим критерии подобия, получающиеся из уравнений (2.1)–(2.7).

Из уравнения движения газа получаются следующие критерии:

Струхаля $\mathrm{Sh} = \dfrac{L}{w\tau}$;

Фруда $\mathrm{Fr} = \dfrac{w^2}{gl}$;

Архимеда $\mathrm{Ar} = \dfrac{gl^3}{\nu^2} \dfrac{\Delta T}{T}$;

Эйлера $\mathrm{Eu} = \dfrac{\Delta p}{\rho w^2}$;

Рейнольдса $\mathrm{Re} = wL/\nu$;

степень турбулентности $\mathrm{Tu} = \sqrt{\overline{w'^2}}\ \bar{w}$.

Поскольку в топках силы тяжести малы по сравнению с инерционными силами, то критерий Фруда следует исключить. Критерий Струхаля также исключается, поскольку рассматривается стационарный процесс. Критерий Эйлера исключается, так как он не является определяющим. Анализ условий гидродинамического подобия приводит к соблюдению следующих требований: 1) проведение опытов во второй автомодельной области; 2) обеспечение одинакового температурного уровня.

Из уравнения движения частицы получаем следующие критерии и симплексы:

критерий Стокса для частицы $\mathrm{St}_к' = \rho_1'/\rho_1 \dfrac{w_1 L_ф}{\nu_0 \delta_{0\,max}^2}$;

критерий Фруда для частицы $\mathrm{Fr}' = \dfrac{w_1^2}{g\,\delta_{0\,max}}$;

критерий Эйлера $\mathrm{Eu}' = \Delta p'/(\rho w)^2$;

критерий гомохронности $\mathrm{Ho} = w_1 \tau_\delta / L_\phi$;

отношение скоростей v_1/w_1;

отношение плотностей ρ'/ρ_1.

Анализ этих критериев приводит к необходимости соблюдения следующих правил, обеспечивающих идентичность движения частиц в модели и натуре [2]: 1) геометрическое подобие; 2) идентичность сжигаемого топлива; 3) одинаковый подогрев воздуха; 4) исключение сепарации пыли; 5) одинаковое время пребывания.

Из анализа уравнения массообмена следует равенство коэффициентов избытка воздуха.

Из уравнения горения отдельной частицы получаются следующие критерии подобия:

Аррениуса $\mathrm{Arr} = \dfrac{D_1}{k\delta_{0\max}^2}$;

диффузионный Нуссельта $\mathrm{Nu_д} = \alpha_д \delta_{0\max}/D_1$;

стехиометрический $\mathrm{K_c} = \beta_c \gamma_1 C_1/\gamma_к$;

Фурье $\mathrm{Fo}'_д = D_1 \tau_{\delta_{0\max}} / \delta_{0\max}^2$.

Равенство стехиометрического критерия на модели и натуре обеспечивается при сжигании идентичного топлива в одинаковых температурных условиях. Анализ остальных критериев показывает, что должно быть обеспечено равенство максимальных размеров частиц, идентичность режима горения и автомодельность режима.

Из уравнения теплообмена для отдельной частицы вытекают следующие критерии:

Био $\mathrm{Bi}' = \alpha' \delta_{0\max}/\lambda'$;

Старка $\mathrm{St}' = \sigma' T_1' \delta_{0\max}/\lambda'$;

тепловой критерий Фурье для частицы $\mathrm{Fo}'_т = \alpha' \tau_{\delta_{0\max}} / \delta_{0\max}^2$;

тепловой критерий для частицы $\mathrm{K}'_т = \dfrac{Q'}{c_к T_1'}$;

отношение температур $\theta = T_1/T$;

критерий Бугеля $\mathrm{Bu} = kl$,

где l – длина луча или эффективная толщина слоя.

Отсюда следуют такие условия: 1) одинаковый подогрев воздуха и аэросмеси; 2) применение пыли натурных размеров; 3) достаточно большой масштаб модели; 4) одинаковые условия обтекания частиц.

Из уравнения теплообмена пылеугольного факела получаются следующие критерии:

тепловой для факела $\mathrm{K_т} = \dfrac{Q_т C_1'}{T_а C_1}$;

Бугеля $\mathrm{Bu} = kl$;

режимный критерий камеры $\mathrm{K_р} = \dfrac{\sigma_0 r_л q_т T_а^4 F_{ст}}{B_р Q_т}$,

где $r_л = 1 - (T_{ст}^4 / T^4)$;

отношение температур $\theta_c = T_{ст} / T_{ср}$;

степень черноты топочной камеры $a_т$.

Эти критерии диктуют условия: 1) сжигание идентичного топлива; 2) одинаковый подогрев воздуха и аэросмеси; 3) равенство отношения температур стенок и факела; 4) одинаковая степень черноты; 5) относительно большой масштаб.

Если сопоставить требования к условиям моделирования, исходя из рассмотренных уравнений и полученных критериев, становится ясным, что одни условия противоречат другим или, иными словами, точное моделирование выполнить невозможно.

Необходимо из всех условий выделить главные и второстепенные, которыми можно пренебречь. Такими главными условиями являются следующие: 1) сжигание идентичного топлива; 2) геометрическое подобие и условия автомодельности; 3) равенство начальных условий; 4) одинаковый температурный уровень процесса и коэффициент избытка воздуха.

Методы моделирования топок на твердом топливе. При моделировании топок на твердом топливе разработано несколько методов моделирования (метод А. М. Гурвича [20], метод Р. Б. Резнякова, метод одиночной горелки и метод $q_V^м = kq_V^н$, развитый Б. К. Алияровым [2].

По методу А. М. Гурвича (метод $\psi = \mathrm{const}$) для исключения в уменьшенных моделях эффекта переохлаждения топочного объема предлагается в n раз (n – масштаб модели) увеличить тепловое напряжение топки; при этом экранные поверхности остаются идентичными. Время пребывания частиц в камере уменьшается в n раз, и применяется пыль более тонкого помола, что приводит к различию в режимах горения.

По методу Р. Б. Резнякова [77] (метод $q_V = \mathrm{const}$) переохлаждение топочного объема исключается за счет уменьшения эффективности экранов в n раз, а тепловое напряжение в топках остается неизменным. При этом для сохранения времени пребывания выходная скорость в горелках уменьшается в n раз, что может вызвать трудности в обеспечении бессепарационного режима.

Критерии, в которые входят скорости потоков и эмиссионные характеристики поверхностей экранов, лучше совпадают при моделировании по методу $\psi = \mathrm{const}$, а критерии, куда входят размеры частиц, лучше совпадают при моделировании по методу $q_V = \mathrm{const}$.

Из сопоставления различных методов моделирования [2] видно, что каждый из способов обладает определенными достоинствами. В методе $\psi = \mathrm{const}$ сохраняется скоростной режим и выдерживается неизменным отношение температур стенок и факела. Однако размеры частиц пыли не совпадают, а также не совпадает критерий Аррениуса, который определяет режим горения.

В методе $q_V = \text{const}$ сохраняется режим горения частиц, сжигается натурная пыль, но изменяется отношение температуры стенки и факела и скоростной режим работы горелок.

На стенде одиночной горелки не соблюдается геометрическое подобие, изменяется соотношение времени пребывания и времени выгорания.

Методы $q_V = \text{const}$, $q_{V\text{м}} = kq_{V\text{н}}$ и метод одиночной горелки сочетают в себе надежность результатов и относительную простоту изготовления модели. Общие требования к уменьшенным пылевым моделям по методу $q_{V\text{м}} = kq_{V\text{н}}$ согласно [2] можно сформулировать следующим образом:

1. Модель должна быть крупноразмерной (это диктуется условиями получения модельной пыли, автомодельности по Re и автомодельности зажигания, минимальными размерами зондов и т. д.).

2. В модели должно сжигаться то же топливо, что и в натуре.

3. Тепловые параметры в модели должны быть те же, что и в натуре.

4. Скорость факела на выходе должна выбираться из условия исключения сепарации частиц.

5. Должна быть обеспечена автомодельность по числу Re.

6. Должна быть обеспечена возможность измерений физических величин в объеме топки.

В модели должны быть выдержаны определенные соотношения исходя из связей между масштабами, которыми являются: масштаб модели M, масштаб скорости M_w, масштаб эффективности экранов. Должны быть выдержаны ограничения по числу Re и Fr. Коэффициент тепловой эффективности экранов в модели необходимо уменьшить согласно соотношению $M_\psi = M_w$.

Для рассматриваемого метода необходимо выдержать постоянство следующих девяти критериев и симплексов: критерия гомохронности Ho'; диффузионного критерия Нуссельта $\text{Nu}_\text{д}$; диффузионного критерия Фруда $\text{Fr}'_\text{д}$; критерия Био для частицы Bi'; теплового критерия для частицы $k'_\text{т}$; теплового критерия Фурье для частицы $\text{Fo}'_\text{т}$; температурного симплекса для стенки $\theta_\text{с}$; радиационного критерия для топки $\text{K}_\text{р}$; скоростного симплекса v/w.

При этом критерий Архимеда для газового потока Ar, стехиометрический критерий $\text{K}_\text{с}$, критерий Старка для частицы St', поглощательная способность стенки, степень черноты топочной камеры должны отличаться незначительно, а по числу Рейнольдса и Фруда должны соблюдаться условия автомодельности.

На стенде одиночной горелки должно быть выполнено условие

$$\frac{B_\text{н} Q_\text{н}^\text{р}}{F_\text{м} \psi_\text{м}} = \frac{BQ^\text{р}}{F\psi}$$

(индекс "н" относится к натуре, а индекс "м" – к модели).

После выбора масштабов модели, скорости и коэффициента эффективности экранов можно определить все размеры модели и ее режимные параметры. Изложенные условия моделирования по методу $q_{V\text{м}} = kq_{V\text{н}}$

Таблица 2.1

Характеристика	Значение ее для топочной камеры котла ПК-39	
	Модель	Натура
Низшая теплота сгорания топлива $Q_н^р$, МДж/кг	19,6	16,5
Выход летучих $V_л^г$, %	31	32,5
Зольность рабочая $A_р$, %	36,34	39,5
Содержание, %		
углерода $C^р$	50,57	42,8
водорода $H^р$	3,31	2,83
кислорода $O^р$	7,53	6,36
серы $S^р$	0,5	0,37
азота $N^р$	0,5	1
Влажность $W^р$, %	1,4	2,0
Коэффициент полидисперсности n	1,2	1,16
Коэффициент тонкости B	0,011	0,01
Остаток на сите $90 R_{90}$	12,0	15,3
Остаток на сите $140 R_{140}$	2,7	4,6
Остаток на сите $200 R_{200}$	0,4	1,725
Максимальный размер угольной частицы $\delta_{0\,max}$, мкм	214	280
Коэффициент избытка воздуха в камере $\alpha_т$	1,26	1,2
Расход топлива $B_т$, кг/с	0,245	22,5
Параметр крутки горелки по первичному каналу Ω_1	1,15	1,15
То же по вторичному каналу Ω_2	1,8	1,8
Температура аэросмеси $t_а$, °C	159	150
Температура вторичного воздуха t_2, °C	336	306
Скорость аэросмеси w_1, м/с	6,6	19,4
Скорость вторичного воздуха w_2, м/с	9,5	25,6
Среднеэквивалентная скорость $w_{ср}$, м/с	8,6	23,2
Максимальная температура факела $t_ф$, °C	1520	1500
Температура перед ширмами из опыта ϑ_0'', °C	1300	1307
То же из расчета $\vartheta_{0р}''$, °C	1278	1250
Потери теплоты со шлаком и золой q_6, %	0,149	0,01
Потери от химической неполноты сгорания q_5, %	0	0
Потери от механической неполноты сгорания q_4, %	1,0	1,09
Среднее тепловосприятие экранов камеры $q_п$, кВт/м^2	41,4	129,1
Тепловое сечение камеры q_F, кВт/м^2	1,44	4,43
Объемное теплонапряжение q_V, кВт/м^3	260,7	163,8
Теоретическое количество воздуха V_0, м^3/кг	5,14	4,28
Объем дымовых газов $V_г$, м^3/кг	6,52	5,9
Полезное тепловыделение $Q_т$, МДж/кг	21,96	18,6
Располагаемая теплота $Q_р^р$, МДж/кг	21,98	16,46
Доля золы в уносе $a_{ун}$	0,92	0,9
Относительное положение максимума температуры факела $x_т$	0,385	0,335
Параметр M	0,393	0,393

Характеристика	Значение ее для топочной камеры котла ПК-39	
	Модель	Натура
Адиабатная температура $T_а$, К	2231	2193
Эффективная температура топочной среды $t_ф$, °С	1314	1314
Температура поверхности слоя загрязнений $t_{ст}$, °С	1206	1109
Степень экранирования камеры x	1,0	0,964
Эффективная толщина слоя s	1,38	6,5
Суммарный коэффициент ослабления среды k	0,55	2,8
Оптическая толщина слоя τ_s	0,76	2,8
Степень черноты факела $a_ф$	0,53	0,946
Эффективная поглощательная способность экранов $a_{ст}$	0,68	0,8
Приведенная степень черноты камеры $a_к$	0,46	0,76
Критерий Больцмана Bo	0,75	0,825
Коэффициент загрязнения экранов ϵ, м^2 · К/Вт	0,0275	0,006
Степень черноты топочной камеры $a_т$	0,9	0,977
Коэффициент эффективности экранов $\psi_{ст}$	0,13	0,359

иллюстрируются и проверяются на примере сравнения топочной натурной камеры котла ПК-39 и ее модели [2].

Модель топочной камеры котла ПК-39 Т-образной компоновки, работающего на экибастузском угле, была выполнена в масштабе 1 : 5. В боковых стенках устанавливались 12 встречно расположенных вихревых горелок. Стенки топочной камеры ошипованы и футерованы.

В табл. 2.1 приведено сравнение характеристик топочного процесса в модели и натуре. В табл. 2.2 приведены различные критерии подобия для модели и натуры.

Критерии, определяемые видом сжигаемого топлива, начальными условиями, температурным уровнем процесса, как видно из таблицы, практически совпадают. Это критерии St'_k, Ho', K_c, $Fo_д$ и $Fo_т$, Bi, $K_т$, K'_p и симплексы γ_1/γ, ρ_1/ρ, T_1/T_0.

Вторая группа критериев в модели и натуре различается незначительно. Это критерии, определяющие режим горения частиц, размольные характеристики, степень черноты топки и факела. Третья группа критериев, куда входят размеры топки и факела, отличаются существенно. Так, критерий Бугера различается в 5 раз, поглощательная способность факела в модели уменьшается в два раза, критерий Аррениуса отличается на 30%, коэффициент тепловой эффективности экранов – в 3 раза. Указанное различие приводит к искажению распределения температур в пристеночной зоне.

Сравнение характеристик топочного процесса в натуре и модели (табл. 2.1) показывает совпадение по всем основным параметрам при указанном совпадении одних критериев и несовпадении других. Как видно из таблицы, совпадают температуры газов на выходе из топки,

Таблица 2.2

Критерии	Значение для топки котла ПК-39		
	Модель	Натура	Отношение
Число Рейнольдса для газового потока на выходе из горелок по первичному воздуху Re_1	22 214	35 000	Автомодельность
То же по вторичному воздуху Re_2	22 930	438 000	То же
Число Рейнольдса для газового потока на выходе из топочной камеры Re'',	28 700	48 860	" "
Критерий Архимеда для газового потока Ar	0,42	0,46	0,91
Отношение скоростей v/w	1	1	1
Критерий Стокса для частиц $St'_к$	3,27	3,26	1
Критерий Фруда для частиц Fr'	21 855	137 017	Автомодельность
Критерий гомохронности Ho'	1	1	1
Стехиометрический критерий K_c	$0{,}64 \times 10^{-4}$	$0{,}7 \times 10^{-4}$	0,9
Диффузионный критерий Фруда для частиц $Fr'_д$	19 222	17 911	1,07
Критерий Аррениуса Arr	1,16	0,9	1,3
Относительный размер частиц θ_0	0,42	0,32	1,3
Температурный симплекс θ_{i0}	1	1	1
Критерий Био для частицы Bi'	1	1	1
Диффузионный критерий Нуссельта $Nu_д$	2	2	1
Тепловой критерий для частицы $K'_т$	28	28,5	0,98
Критерий Старка для частицы St'	$1{,}5 \times 10^{-5}$	$1{,}8 \times 10^{-5}$	0,82
Тепловой критерий Фурье для частицы $Fo'_т$	1520	1423	1,07
Режимный критерий камеры $K_р$	0,88	0,97	0,91
Поглощательная способность стенки $a_{ст}$	0,88	0,97	0,91
Степень черноты топочной камеры $a_т$	0,9	0,98	0,42
Поглощательная способность факела $a_ф$	0,53	0,946	0,56
Температурный симплекс для стенки θ_i	0,53	0,87	1,07
Радиационный критерий топки $K_т$	0,66	0,64	1,03

потери от механической неполноты сгорания, концентрации кислорода, углекислого газа и окислов азота.

Таким образом, приближенное моделирование топок, работающих на твердом топливе, при соблюдении условий, изложенных выше, осуществимо, на таких моделях возможно совершенствование топочной техники и топочного процесса, реконструкция оборудования.

2.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОК, СЖИГАЮЩИХ ЖИДКОЕ ТОПЛИВО

Для исследования процессов горения и теплообмена в топочных камерах с целью совершенствования конструкций горелочных устройств и камеры, а также оптимизации процессов используется метод "огневого" моделирования, особенности которого иллюстрируются на примере "горячих" моделей котлов ТГМП-14 и ПК-41, спроектированных для блоков 300 МВт. Эти исследования проводились в НПО ЦКТИ З. А. Шебаловой [89].

В качестве прототипов были взяты топки головных котлов ТГМП-114 и ПК-41, которыми оборудовались блоки 300 МВт. Топочная камера котла ТГМП-114 призматическая, открытого типа с одноярусным встречным расположением шести вихревых газомазутных горелок. Топка размерами 10 620 X 6 130 X 21 780 мм рассчитана на тепловые напряжения $q_V = 270 \cdot 10^3$ Вт/м^3 и $q_F = 6 \cdot 10^6$ Вт/м^2.

Топка котла ПК-31 выполнена с пережимом, разделяющим ее объем на камеры горения и охлаждения. Глубина камеры горения 5900 мм, а камеры охлаждения 5620 мм. Расстояние по фронту составляет 10 400 мм. Видимое тепловое напряжение объема топки в целом $416 \cdot 10^3$ Вт/м^3, камеры горения $855 \cdot 10^3$ Вт/м^3, теплонапряжение сечения топки 6,3 X X 10^6 Вт/м^2. Топка оборудована восемью двухпоточными газомазутными горелками, расположенными в один ярус на фронтовой и задней стенках. В этих топочных устройствах сжигался мазут, подогретый до 100–118 °С. Воздух нагревался до температуры приблизительно 300 °С.

Модели топок выполнены в виде сварных газоплотных конструкций. Стены составлены из плоских водоохлаждаемых панелей. Для обеих моделей масштаб был принят равным $M = 10$, что позволило с достаточной точностью выполнить геометрическое подобие и при имеющихся дутьевых средствах обеспечить выполнение автомодельности по числу Рейнольдса ($Re > Re_{кр}$), организовать и провести с достаточной точностью измерения всех необходимых величин.

На модели топки котла ТГМП-114 проводились исследования по выявлению влияния на топочные процессы различных конструкций горелочных устройств и их компоновок. Испытаны горелки конструкции ЦКТИ, ТКЗ и блочная горелка, разработанная в ЦКТИ и опробованная на ПК-41 Конаковской ГРЭС, при семи вариантах компоновочной схемы размещения горелок на фронтовой и задней стенках топки. Опыты проводились при следующих условиях: $\alpha = \text{const}$, $q_V = \text{var}$; $q_V = \text{const}$, $\alpha = \text{var}$. Теплонапряжение объема топки q_V менялось от $470 \cdot 10^3$ Вт/м^3 до $1100 \cdot 10^3$ Вт/м^3, теплонапряжение сечения q_F – соответственно от $1{,}163 \cdot 10^6$ Вт/м^2 до $2{,}56 \cdot 10^6$ Вт/м^2. Воздух подогревался до температуры 160–180 °С. Сжигалось жидкое (дизельное) топливо.

На модели топки котла ПК-41 изучалась главным образом аэродинамика топочной камеры в огневых условиях, поэтому исследования проводились в одном режиме: $B = 230 \div 240$ кг/ч дизельного топлива при $\alpha = 1{,}06 \div 1{,}09$; $t_в = 200 \div 250$ С.

К настоящему времени накоплен определенный экспериментальный материал по работе модельных и натурных топок, который позволяет провести качественное и количественное сопоставление характеристик процессов в модели и промышленном образце и тем самым оценить, в какой мере стендовая камера может рассматриваться в качестве модели топочного устройства, геометрические характеристики которого приняты за прототип.

Сопоставительный анализ результатов испытаний натурных топок котлов ТГМП-114 и ПК-41 и их моделей показал, что в исследованных устройствах имеет место одна и та же картина течения потоков, идентичность расположения, конфигурации и размеров факела, местоположения и геометрии зон отрыва и наброса факела на боковые стенки. Все это говорит о подобии кинематики потоков в исследуемых устройствах.

Наблюдается сходственное расположение в топочном устройстве не только скоростных полей, но и полей температур, состава газа. Один и тот же характер изменения тепловых потерь в зависимости от химической и механической неполноты сгорания по длине факела и от режимных параметров свидетельствует о существовании качественного подобия процессов сжигания топлива.

Аналогия в указанных процессах обусловливает подобие теплообмена в натурных и модельных топках. Это подтверждается идентичностью характера тепловыделения факела и распределения тепловых потоков в топочном объеме модели и образца.

Как известно, основная задача моделирования заключается в определении законов переноса количественных характеристик модели на оригинал.

Ограниченность информации о работе промышленных топок дает возможность провести только сопоставление следующих характеристик топочного процесса: потерь от химической неполноты сгорания q_3, средней температуры газов на выходе из топки $\theta''_т$ и удельного тепловосприятия экранных поверхностей нагрева.

На рис. 2.14, *а* представлены графики изменения потерь теплоты от химической неполноты сгорания в зависимости от коэффициента избытка воздуха в конце топки котла ТГМП-114 и ее модели, а на рис. 2.14, *б* – такие же графики для топки котла ПК-41 и ее модели. При построении этих графиков учитывались присосы воздуха в негазоплотных котлах ТГМП-114 и ПК-41 на участках от места замеров на моделях (выходное сечение топки) до места, где производились замеры на промышленных котлах. Для определения действительных значений $\alpha_т$ строились графики изменения присосов воздуха по газовому тракту. Химическая неполнота сгорания при этом принималась неизменной, что вполне правомерно, поскольку процесс горения заканчивается к моменту выхода продуктов сгорания из топочного объема. Указанная поправка позволила совместить опытные значения потерь от химической неполноты сгорания, полученные при промышленных испытаниях отдельных котлоагрегатов. Данные модельных исследований, как можно видеть, вполне удовлетворительно совпадают с опытными данными о полноте выгорания в модели и промышленных топках.

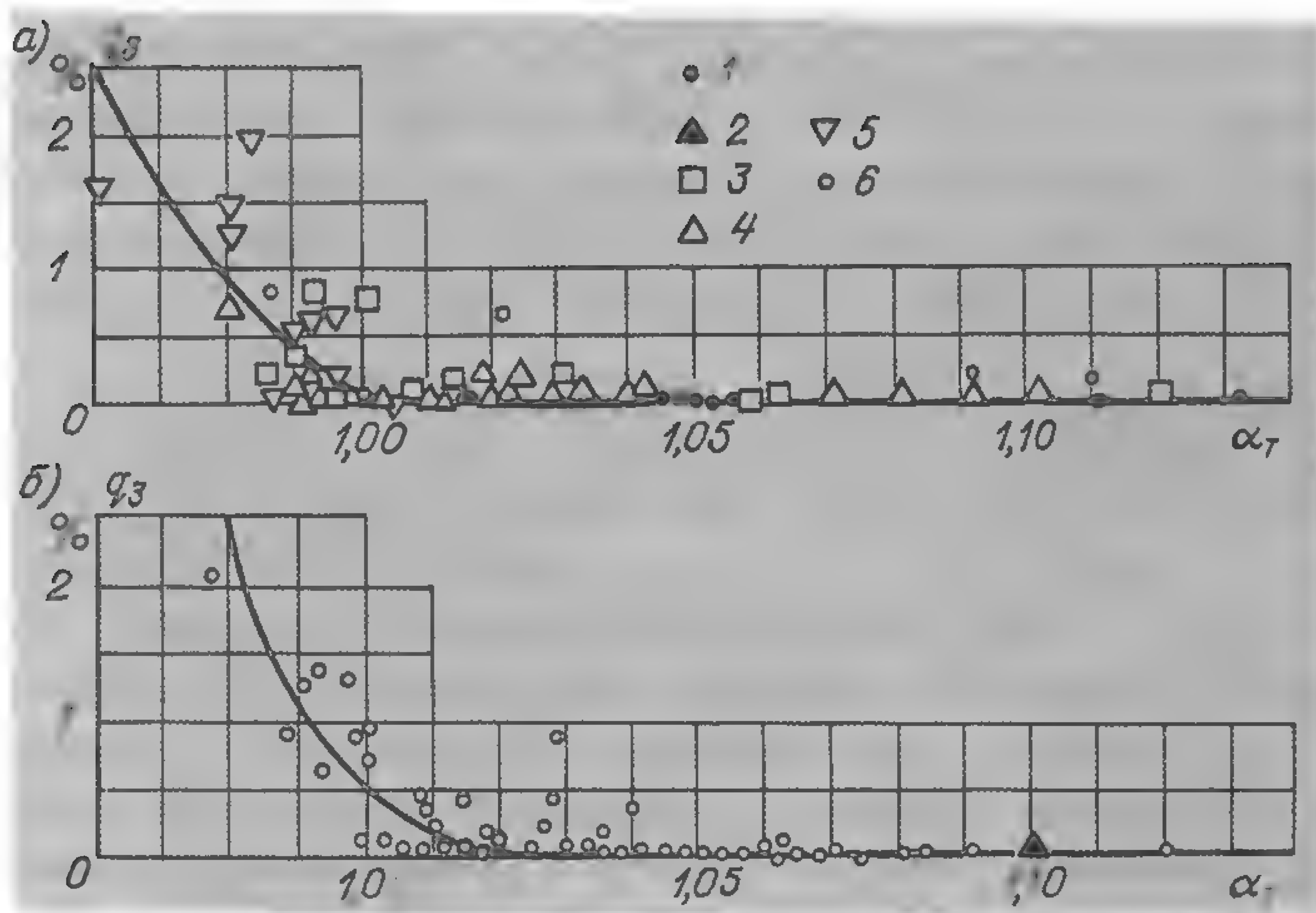


Рис. 2.14. Зависимость химической неполноты сгорания от коэффициента избытка воздуха на выходе из топки: *а* – котел ТГМП-114; *б* – котел ПК-41

1 – модель топки ТГМП-114; *2* – модель топки ПК-41; *3* – котел ТГМП-114, Костромская ГРЭС; *4* – то же, Лукомльская ГРЭС; *5* – то же, Киришская ГРЭС; *6* – котел ПК-4, Конаковская ГРЭС

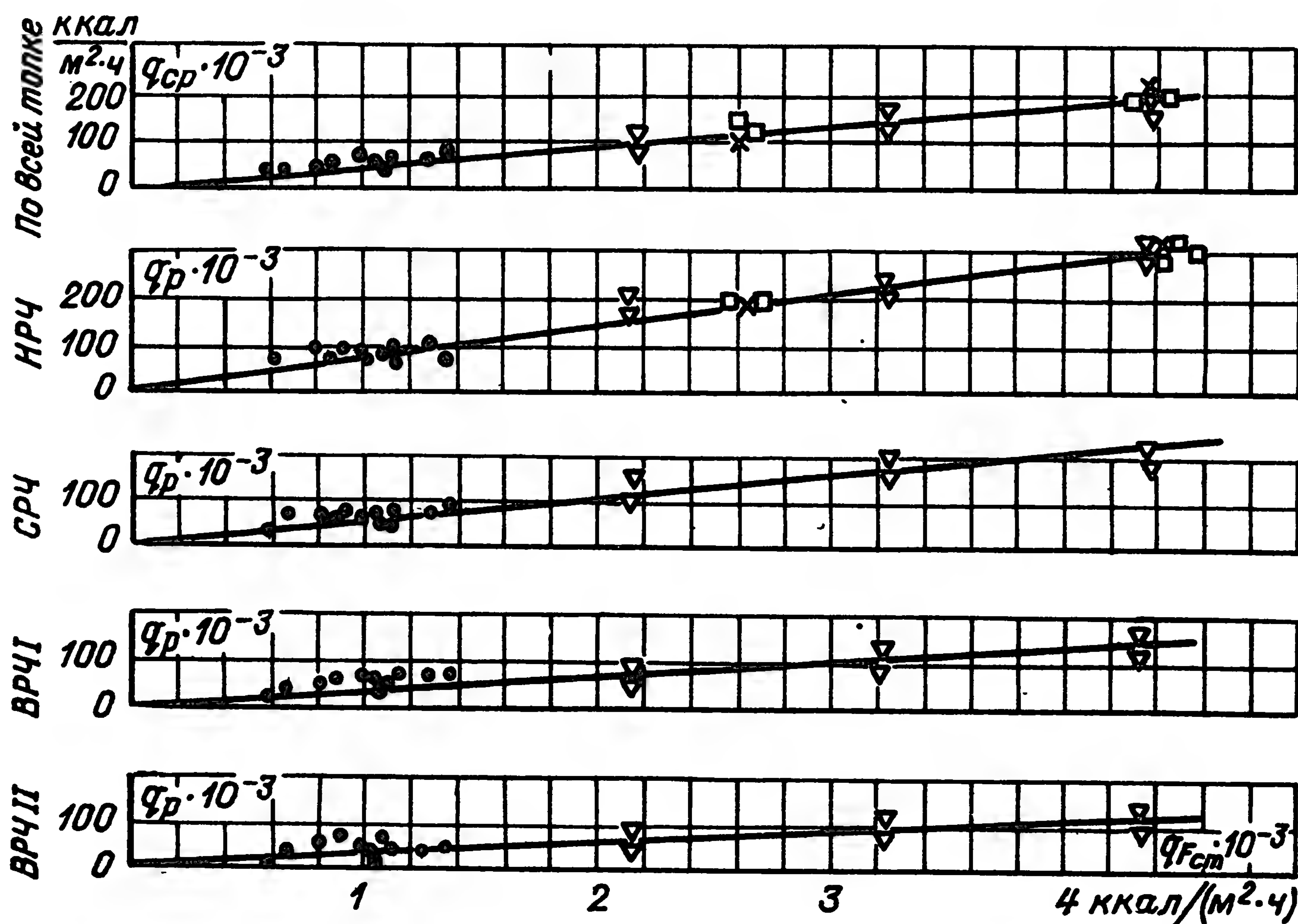


Рис. 2.15. Тепловосприятие экранных поверхностей нагрева котла ТГМП-114 в зависимости от теплонапряжения сечения топки

Обозначения точек см. на рис. 2.14

На рис. 2.15 приводятся графики изменения тепловосприятия экранных поверхностей нагрева в зависимости от теплонапряжения поверхностей, ограничивающих топку, $q_{F_{\text{ст}}}$. Экспериментальные данные модельных и натурных исследований легли на одну прямую. Целесообразно в качестве опорной характеристики принять теплонапряжение сечения топки q_F. В полученной зависимости $q_{\text{р}} = bq_F$ коэффициент пропорциональности b имеет различные значения для топочной камеры и ее отдельных зон. Из графиков определены следующие значения этого коэффициента: 0,0375 (топка в целом); 0,0550 (НРЧ); 0,0400 (СРЧ); 0,0315 (ВРЧI); 0,0225 (ВРЧII).

Коэффициент b, как можно видеть, характеризует интенсивность нагрузки тепловоспринимающих поверхностей нагрева. Наиболее нагружена зона НРЧ, наименее – зона ВРЧII, тепловосприятие последней в два с лишним раза меньше тепловосприятия НРЧ.

Таким образом, для модели и промышленного образца получен один закон изменения тепловосприятия стен с изменением нагрузки топки, что означает также постоянство степени заполнения топочного объема пламенем в модели и образце.

Существенный интерес представляет сравнение локальных тепловых потоков. В целях сопоставления исходные данные обрабатывались в виде

$$\frac{q_i}{q_{\max}} = f\left(\frac{h}{D_{\text{г}}}\right).$$

Здесь q_i – локальный тепловой поток; $q_{\max}$ – максимальный локальный тепловой поток на той же поверхности нагрева, где замерено q_i; h – расстояние, отсчитываемое на высоте от уровня осей горелок; $D_{\text{г}}$ – характерный размер горелки.

Такая обработка позволила в какой-то мере ослабить влияние различия методик определения локальных тепловых потоков в модели и образце, а также методов, применяемых при испытаниях топок разными организациями. Данные промышленных испытаний, обработанные указанным образом, и результаты модельных испытаний совместились.

На рис. 2.16, *а, б* даны графики изменения $q_i/q_{\max}$ по высоте фронтового и бокового экранов топок ТГМП-114 соответственно. Эти графики показывают некоторое, не очень существенное различие в характере распределения тепловых потоков по высоте фронтового и бокового экранов в модели и образце.

Результаты модельных испытаний по тепловосприятию боковых стен не совпали с аналогичными данными промышленных испытаний, но вместе с тем дали удовлетворительное совпадение для фронтовой и задней стен. Обусловлено это следующими обстоятельствами. У фронтовой и задней стен располагаются прикорневые рециркуляционные зоны, которые оказывают буферное действие, уменьшая и одновременно нивелируя излучение факела на эти стены. У боковых стен рециркуляционные зоны отсутствуют; здесь, наоборот, имеет место наброс факела на стены, вызывающий всплеск интенсивности лучистого потока. В резуль-

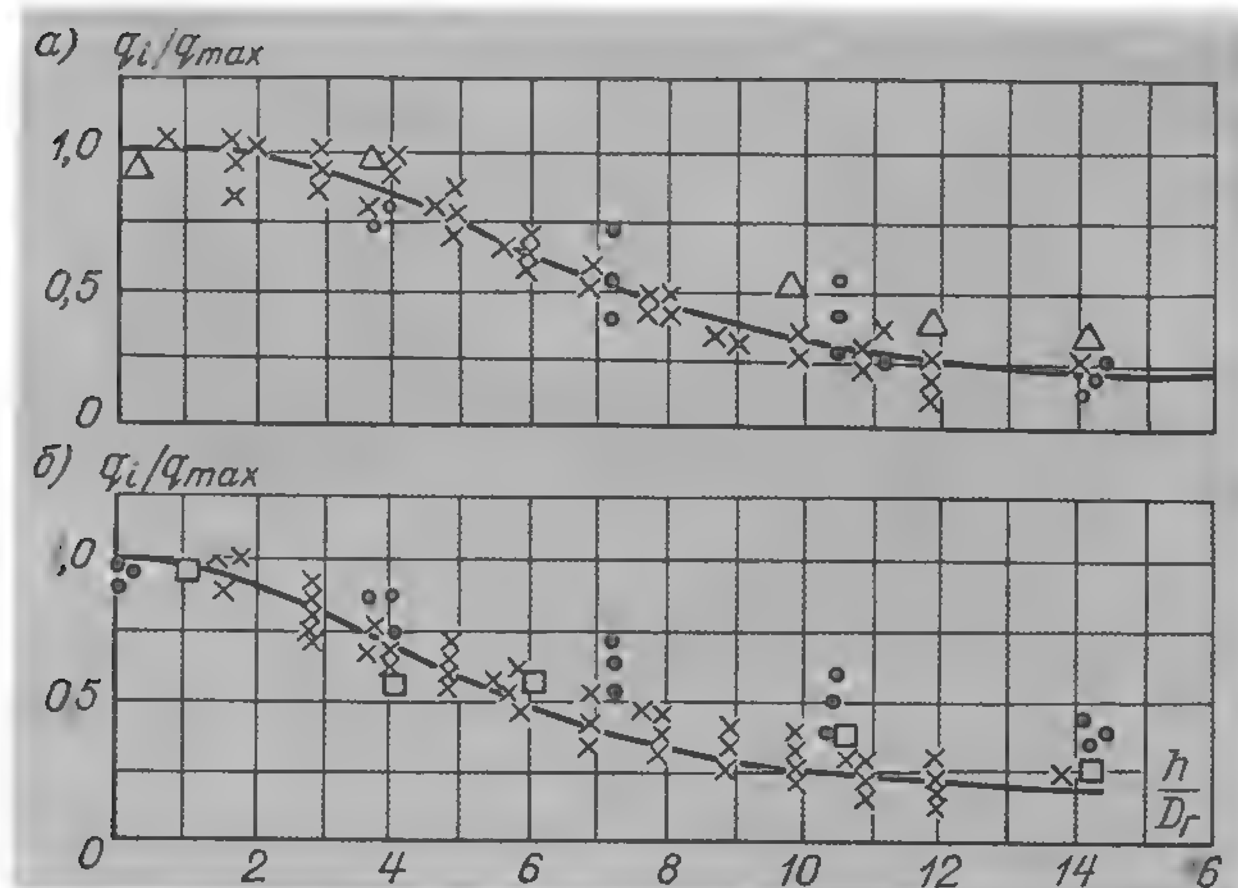


Рис. 2.16. Изменение локальных тепловых потоков по высоте топки котла ТГМП-114: *а* – фронтовой экран; *б* – боковой экран
Обозначение точек см. на рис. 2.14

тате нагрузка фронтового экрана по ширине и высоте меняется более плавно, чем нагрузка экранов боковых стен. Численно максимум падающих и воспринятых тепловых потоков на фронтовой и в равной мере на задней стенах меньше, чем максимум на боковых стенах. На моделях калориметрический метод определения воспринятой панелями теплоты сглаживает пики падающих потоков.

На рис. 2.17 приведены данные о распределении локальных тепловых потоков по высоте боковых экранов топки котла ПК-41. На этом графике наблюдается хорошая сходимость данных модельных и натурных испытаний. Объясняется это тем, что на графики нанесены локальные тепловые потоки в модели, замеренные радиометром. Разброс точек на приведенных графиках обусловлен точностью измерений исходных данных. Представленные на графиках кривые распределения локальных тепловых

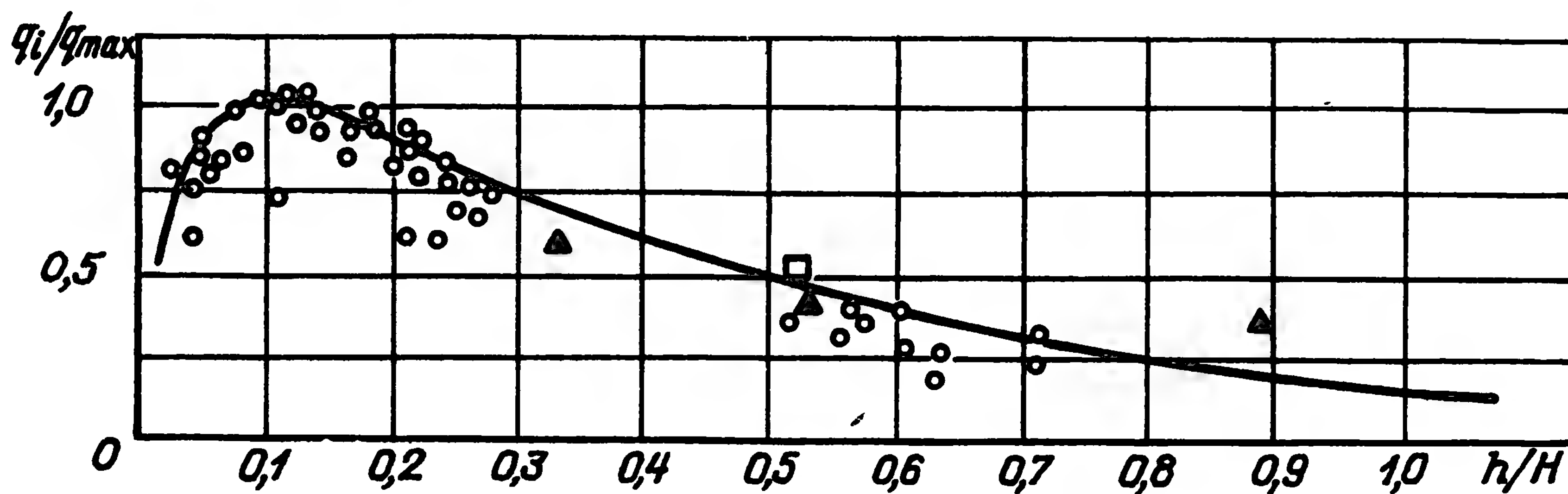


Рис. 2.17. Изменение локальных тепловых потоков по высоте боковых экранов топки котла ПК-41
Обозначения точек см. на рис. 2.14

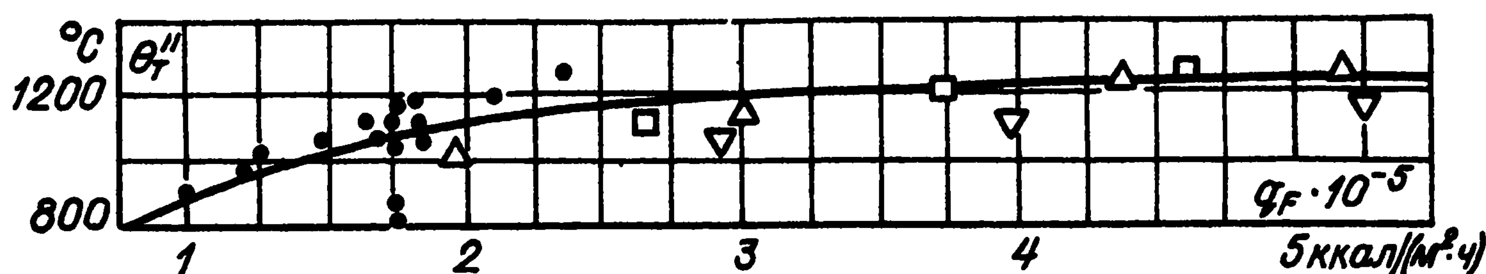


Рис. 2.18. Температура газов на выходе из топки котла ТГМП-114 в зависимости от теплонапряжения сечения топки
Обозначения точек см. на рис. 2.14

потоков по высоте боковых экранов могут быть приближенно аппроксимированы зависимостью вида

$$\frac{q_i}{q_{max}} = e^{-kx^n},$$

где $x = \dfrac{h_i - h_г}{H_т - h_г}$ — относительное расстояние от оси горелки до рассматриваемого сечения; h_i — расстояние от пода до рассматриваемого сечения; $h_г$ — расстояние от пода до уровня осей горелок; $H_т$ — высота топки; k и n — коэффициенты.

Для бокового экрана: на участке $0 < x < 0{,}5$ $k = 1{,}38$; $n = 1$, а на участке $0{,}5 < x < 1$ $k = 1{,}8$; $n = 1$. Для фронтового экрана: на участке $0 < x < 0{,}5$ $k = 2{,}8$; $n = 2$, а на участке $0{,}5 < x < 1$ $k = 1{,}8$; $n = 1$. На графиках рис. 2.17 сплошной линией нанесены кривые, подсчитанные по вышеприведенной формуле с указанными значениями коэффициентов k и n.

На рис. 2.18 приводится график изменения осредненной температуры газов на выходе из топочной камеры котла ТГМП-114 (модели и промышленного образца) в зависимости от теплонапряжения сечения топки. Опыты подобраны с $\alpha_т = 1{,}01 \div 1{,}06$ и $r = 0$.

На рис. 2.19 дается изменение безразмерной температуры газов на выходе из топки того же котла (модель и образец) в зависимости от параметра $Bo/a_т$. Графики свидетельствуют о совпадении температуры газов, покидающих модельную и натурные топки.

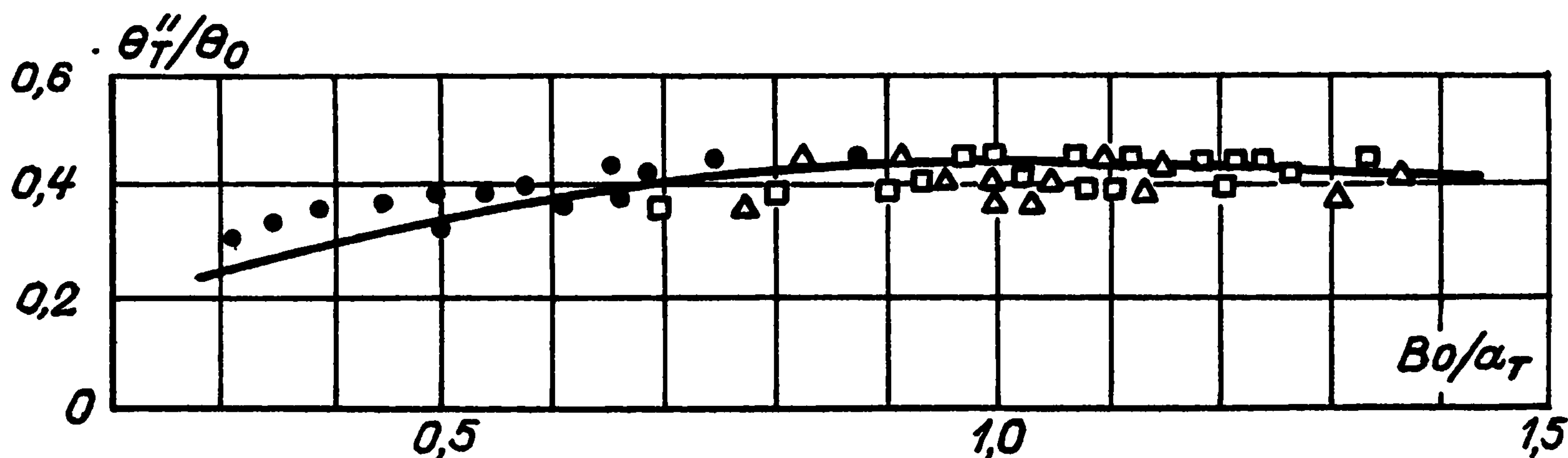


Рис. 2.19. Изменение безразмерной температуры газов на выходе из топки котла ТГМП-114 в зависимости от $Bo/a_т$

Сопоставительный анализ результатов испытаний промышленных топок и их огневых моделей показал, что при огневом моделировании, выполненном по сформулированным выше правилам приближенного моделирования, обеспечивается подобие процессов горения и теплообмена. Это позволяет довольно точно оценить основные параметры топочного процесса путем переноса результатов испытаний огневых моделей на промышленные топки.

Сопоставительный анализ показывает, что уже на данном этапе можно сформулировать в первом приближении условия переноса характеристических величин, определяющих количественное подобие в сравниваемых системах. Так, для характеристики, оценивающей полноту выгорания топлива в объеме топки, основным условием является равенство коэффициента избытка воздуха в модели и промышленном образце $q_{3м}/q_{3н} = \nu_{q_3}$. Коэффициент преобразования $\nu_{q_3} = 1$.

Удельное тепловосприятие поверхностей нагрева топки в целом и ее отдельных зон (НРЧ, СРЧ, ВРЧ) находится в линейной зависимости от видимого теплонапряжения сечения топки, т. е. $\bar{q}_р / q_F = \text{const}$. Условие переноса запишется в виде

$$\left(\frac{q_р}{q_F}\right)_м : \left(\frac{q_р}{q_F}\right)_н = \nu_{q_р/q_F}, \tag{2.8}$$

где коэффициент переноса $\nu_{q_р/q_F}$ равен единице.

Перенос локальных значений тепловых потоков с модели на промышленную топку, как нам представляется, также возможен, поскольку наблюдается подобие в распределении тепловых потоков по высоте отдельных стен топки. В сходственных точках выполняется условие

$$\left(\frac{q_i}{q_{max}}\right)_м : \left(\frac{q_i}{q_{max}}\right)_н = \nu_{q_i/q_{max}} = 1. \tag{2.9}$$

Исходя из этого, можно определить локальный тепловой поток на моделируемом объекте

$$q_{iн} = q_{р.н} \left(\frac{q_i}{q_{max}}\right)_м \left(\frac{q_{max}}{q_р}\right)_м, \tag{2.10}$$

где $q_{р.н}$, $q_{р.м}$ – удельное тепловосприятие поверхностей нагрева натурной топки и ее модели; $q_{max\,м}$ – максимальное значение локального теплового потока в модели.

При соблюдении условия $(\text{Bo}/a_т)_м = (\text{Bo}/a_т)_н$ температуры $\vartheta_т''$ в модели и натуре одинаковы, т. е. $\vartheta_{т.н}'' = \vartheta_{т.м}''$.

Таким образом, сопоставление результатов исследований промышленных топок котлов ТГМП-114 и ПК-41 и их моделей показало возможность приближенного огневого моделирования топочных устройств, сжигающих жидкое топливо. Для этого необходимо соблюдение следующих условий:

1) геометрического подобия;

2) автомодельности по числу Рейнольдса;

3) одинаковости избытка воздуха в модели и промышленном образце;

4) равенства отношения абсолютных температур топлива и воздуха на вводе в модель и образец;

5) равенства отношения теплонапряжений сечения топки отношению степеней черноты в модели и образце $q_{F\text{м}}/q_{F\text{н}} = a_{\text{т.м}}/q_{\text{т.н}}$;

6) сохранения соотношения $a_{\text{т.м}}/a_{\text{т.н}} = k_{\text{н}}/k_{\text{м}}$ при выборе типа топлива.

При соблюдении указанных условий моделирования не только достигается качественное сходство процессов, происходящих в топочных устройствах, но и количественное совпадение отдельных основных величин, характеризующих топочный процесс: химической неполноты сгорания q_3 на выходе из топки; удельного тепловосприятия $q_{\text{р}}$ поверхностей нагрева топки в целом и ее отдельных зон: НРЧ, СРЧ, ВРЧ; распределения локальных тепловых потоков по высоте стен топки $q_i/q_{\max}$; температуры продуктов сгорания, покидающих топочный объем.

2.6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННИКОВ В ТОПКАХ КИПЯЩЕГО СЛОЯ

Как известно, способ сжигания топлива в топках кипящего слоя позволяет сжигать предельно низкосортные топлива (зольностью до 80% и выше), связывать в камере сгорания оксиды серы, снизить выбросы оксидов азота и использовать высокие коэффициенты теплоотдачи поверхностей нагрева, помещенных в слой. Для исследования теплообмена в таких поверхностях можно использовать метод локального моделирования, что, естественно, значительно проще, чем исследование в натурных топках. При разработке правил моделирования важным вопросом является оценка доли радиационной составляющей.

Анализ последних работ в этой области показывает, что лучистая составляющая согласно работам разных авторов колеблется от 5 до 40% общего теплообъема и зависит от температуры слоя и поверхности труб и от степени черноты слоя. Моделирование радиационной составляющей в этих условиях затруднительно, поэтому лучистую составляющую теплообмена следует определять в условиях натурных топок.

Анализ процесса теплоотдачи от кипящего слоя к трубным пучкам, помещенным в слой, приводит к следующей критериальной зависимости (без учета радиации):

$$\mathrm{Nu} = A\,\mathrm{Pr}^n\,\mathrm{Ar}^m f(s_1, s_2).$$

Поскольку величина Pr для газа меняется слабо, то для практических расчетов применяется зависимость

$$\mathrm{Nu} = A\,\mathrm{Ar}^m f(s_1, s_2).$$

Здесь критерий Архимеда

$$\mathrm{Ar} = \frac{g d_{\text{ч}}^3}{\nu_{\text{г}}^2}\left(\frac{\rho_{\text{м}}}{\rho_{\text{г}}} - 1\right),$$

где $d_ч$ – диаметр частицы; $\nu_г$ – кинематическая вязкость ожижающего агента; $\rho_м$ – плотность материала частиц; $\rho_г$ – плотность ожижающего агента; s_1, s_2 – шаг труб.

При моделировании обычно используется зернистый материал примерно одинаковой крупности. Так, в работе [58] использовались частицы алюмоселикагеля с диаметром частиц $d_э = 3{,}6$ мм и кажущейся плотностью $\rho_т = 1200$ кг/м^3. Экспериментальная установка для "холодного" моделирования процесса теплообмена без учета радиационной составляющей, использованная в работе автора и И. В. Житомирской, представляла собой камеру прямоугольного сечения 0,4 × 0,25 м^2 высотой 0,91 м. Высота начальной засыпки H_0 = 0,35÷0,45 мм. Слой ожижался воздухом ($t_{возд.}$ = 25÷35 °С), поступающим в камеру через перфорированную газораспределительную решетку живым сечением 10%.

Измерение коэффициента теплоотдачи в пучках труб производилось электрообогреваемыми альфа-калориметрами, помещенными в измерительные трубки. Физические характеристики сжижающего газа определялись по среднеарифметической температуре поверхности и слоя. Результаты опытов автора и И. В. Житомирской на указанной установке (Ar $\approx 10^6$), а также опытов работы [84] аппроксимируются формулой

$$\mathrm{Nu} = A\left(\mathrm{Ar}\ \frac{2}{\pi}\mathrm{arctg}\,\bar{s}\right)^{1/3},$$

где $\mathrm{Ar} = \dfrac{g d_э^3}{\nu^2}\ \dfrac{(\rho_т - \rho_г)}{\rho_г}$ – критерий Архимеда; $d_э$ – эквивалентный диаметр частиц слоя, м; ν – кинематическая вязкость ожижающего агента, м^2/с; $\rho_т$ – кажущаяся плотность твердой фазы; кг/м^3; $\rho_г$ – плотность ожижающего агента, кг/м^3; $\mathrm{Nu} = \alpha d_э/\lambda$ – критерий Нуссельта; $\bar{s} = \sqrt{\bar{s}_1^2/4 + \bar{s}_2^2} = s/d_{тр}$ – безразмерный диагональный шаг пучка; A = 0,15÷0,16.

Правомерность такого "холодного" моделирования была подтверждена сравнением лабораторных данных с результатами опытов В. В. Мацнева и В. Н. Шемякина на опытном котле с топкой кипящего слоя (Ar $\approx 2{,}5 \cdot 10^4 - 3{,}5 \cdot 10^4$).

Автором и И. В. Житомирской были исследованы на холодной модели два варианта компоновки мембранных поверхностей с горизонтальным шагом 40 и 120 мм. Поверхности были набраны из двух типов мембранных элементов, которые состояли из двух или трех горизонтально ориентированных гладких стальных труб размером 40 × 3 мм, длиной 250 мм, соединенных между собой приваренными стальными пластинами 120 × 250 мм, толщиной 4 мм. Центральный элемент представлял собой альфа-калориметр, внутри труб которого были расположены три электронагревателя, а на поверхности были вмонтированы термопары. Полученные поверхностные температурные поля свидетельствуют об эффективной работе мембран, так как градиент температуры наблюдается по всей высоте пластины. Однако полученные в этих условиях коэффициенты теплоотдачи, отнесенные к площади поверхности несущей трубы, значительно ниже, чем для шахматного горизонтального пучка, исследованного в аналогичных условиях в работе [58] [где $\alpha_{гл} \approx$ ≈ 130 Вт/(м$^2\cdot$К)]. Это может быть объяснено тем, что плоские вертикальные мембраны препятствуют поперечному перемешиванию, способствуют образованию газовых полостей под нижним рядом труб, т. е. усугубляют тепловую и аэродинамическую неравномерность. Таким образом, получен отрицательный эффект применения мембранных поверхностей в топках кипящего слоя.

2.7. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ТОПОЧНЫХ КАМЕР

Современная топочная техника отличается большим разнообразием аэродинамических схем: наряду с традиционной встречной компоновкой вихревых или прямоточных горелок и тангенциальной компоновкой находят применение вихревые топки для малогабаритных котлов конструкции ЦКТИ, топки с низкотемпературным вихрем ЛПИ, топки с плоскофакельными горелками, циклонные топки, а также многогранные кольцевые топки. Такое разнообразие аэродинамических схем неслучайно, ибо аэродинамика является одним из факторов, определяющих процессы горения и теплообмена в топочных устройствах. Поэтому при создании новых конструкций котельных агрегатов большое внимание уделяется изучению аэродинамики газовых потоков внутри топочных камер. В настоящее время этот вопрос в основном решается с помощью физического моделирования. Однако развитие методов вычислительной гидродинамики, а также прогресс в области вычислительной техники позволяют начать переход от физических к математическим методам моделирования аэродинамических процессов в топочных камерах. Перспективность этого направления неоспорима, так как удачная математическая модель может позволить оперативно изменять граничные условия, конфигурацию конструкции, а в дальнейшем – рассматривать совместно с аэродинамическими и процессы тепломассообмена и горения в котельных агрегатах.

Однако математическое моделирование топочных процессов встречает на своем пути большие, порой еще непреодолимые трудности, связанные как со сложностью моделируемых явлений, так и с несовершенством используемой вычислительной техники. С одной стороны, течения в топочных камерах носят сложный пространственный характер, и поэтому решаемые задачи сугубо трехмерны (лишь в некоторых случаях задачу можно свести к двухмерной системе уравнений) и требуют построения трехмерных сеток, размер ячеек которых лимитируется техническими показателями ЭВМ (ее быстродействием и объемом памяти), что, с другой стороны, диктует необходимость применения грубых сеток, осложняющих описание геометрических границ топочных камер.

Ниже при рассмотрении численного метода исследования движения газов в топочных камерах было принято во внимание, что максимальные скорости в топках не превышают 100 м/с, а это соответствует при температурах около 1800 К числам $M \leqslant 0{,}12$. При таких M жидкость может считаться несжимаемой. Далее приводится приближенное решение задачи об аэродинамике вихревой камеры, выполненное в НПО ЦКТИ В. Б. Довжиком и автором.

При факельном сжигании топливо и окислитель вносятся в топочный объем струями, которые, взаимодействуя между собой и с ограждающими поверхностями и хорошо перемешиваясь, трансформируются в единый поток, что позволяет в первом приближении считать поток изотермическим.

Турбулентное движение несжимаемой жидкости может быть описано уравнениями Рейнольдса. При использовании для их замыкания гипотезы Буссинеска и предположения, что коэффициент турбулентной вязкости, являясь постоянным, много больше коэффициента молекулярной вязкости, они перейдут в уравнения Навье–Стокса

$$\sum_{k=1}^{N}\left(u_N \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{1}{\mathrm{Re}_{\text{эфф}}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2}\right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0, \; i = 1, \ldots, N, \tag{2.11}$$

где $x_1, \ldots, x_N$ – декартовы координаты; $u_1, \ldots, u_N$ – компоненты вектора скорости; p – давление, нормированное по ρu_0^2; $\mathrm{Re}_{\text{эфф}}$ – число Рейнольдса, рассчитанное по эффективной вязкости.

Предположение о постоянстве коэффициента турбулентной вязкости является довольно грубым. Однако, если учесть отсутствие информации о нем для подобных течений, трехмерность задачи и усложнение алгоритма при использовании даже простых моделей турбулентности, такое предположение на первом этапе исследования оправданно.

На границах исследуемой области задаются условия для компонентов вектора скорости, на которых остановимся ниже. Давление задается в одной произвольной точке и определяется в объеме с точностью до аддитивной постоянной.

Для описания алгоритма решения поставленной задачи удобно представить систему (2.11) в векторной форме

$\Lambda f = 0;$

$$f = \begin{bmatrix} u_i \\ u_N \\ p \end{bmatrix}; \quad \Lambda = \begin{bmatrix} 1 & 0 \ldots 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial x_i} \\ 0 & 0 \ldots 0 & L & \frac{\partial}{\partial x_N} \\ \frac{\partial}{\partial x_i} & 0 \ldots 0 & \frac{\partial}{\partial x_N} & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.12}$$

Здесь f – вектор искомых функций; Λ – дифференциальный матричный оператор; $L = \sum_{l=1}^{N}\left(u_l \frac{\partial}{\partial x_l} - \varkappa \frac{\partial^2}{\partial x_l^2}\right)$ – дифференциальный оператор, учитывающий конвективные и вязкие члены; $\varkappa = 1/\mathrm{Re}_{\text{эфф}}$.

Применим экономичную разностную схему, построенную в [39] на основе метода дробных шагов. Поиск решения будем осуществлять методом установления, для чего стационарным уравнением Навье–Стокса поставим в соответствие их нестационарные аналоги, а в уравнение неразрывности введем дополнительный член $\frac{1}{A_p} \frac{\partial p}{\partial t}$.

Имеем $A \frac{\partial f}{\partial t} + \Lambda f = 0; \quad f|_{t=0} = f_0;$

$$A = \begin{bmatrix} 1 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{A_p} \end{bmatrix} . \qquad (2.13)$$

Если $\Lambda^{(k)}$ – разностный матричный оператор, аппроксимирующий дифференциальный оператор Λ с порядком k относительно пространственного шага h, то разностным аналогом уравнения (2.13) будет

$$A \frac{f^{n+1} - f^n}{\tau} + \Lambda^{(k)} f^{n+1} = 0. \qquad (2.14)$$

Будем искать значения компонентов вектора f^{n+1} в момент времени t^{n+1} по значениям их в момент t^n, т. е. $f^{n+1} = f^n + \xi^{n+1}$. Тогда из (2.14) получим

$$(E + \tau A^{-1} \Lambda^{(k)}) \xi^{n+1} = -\tau A^{-1} \Lambda^{(k)} f^n, \qquad (2.15)$$

где E – единичный вектор; $\xi = \begin{bmatrix} \xi u_1 \\ \xi u_N \\ \xi p \end{bmatrix}$ – вектор поправок.

Представим оператор $\Lambda^{(k)}$ в виде расщепления по пространственным переменным: $\Lambda^{(k)} = \sum_{l=1}^{N} \Lambda_l^{(k)}$, где оператор $\Lambda_l^{(k)}$ включает в себя $l = 1$ аппроксимации всех производных по координате x_l, и построим числовую схему расщепления задачи на N дробных шагов:

$$(E + \tau A^{-1} \Lambda_l^{(k)}) \xi^{n+l/N} = \xi^{n + \frac{l-1}{N}}, \quad l = 1, \dots, N, \qquad (2.16)$$

где $\xi^n = -\tau A^{-1} \Lambda^{(k)} f^n$.

Исключив промежуточные дробные шаги, получим связь между f^{n+1} и f^n

$$\prod_{l=1}^{N} (E + \tau A^{-1} \Lambda_l^{(k)}) \xi^{n+1} = \xi^n$$

или

$$A \frac{f^{n+1} - f^n}{\tau} + \Lambda^{(k)} f^{(n+1)} + \tau A^{-1} (\Lambda_1^{(k)} \Lambda_2^{(k)} + \dots) +$$

$$+ (\tau A^{-1})^{N-1} (\Lambda_1^{(k)} \dots \Lambda_N^{(k)}) (f^{n+1} - f^{(n)}) = 0. \qquad (2.17)$$

Так как при установлении $f^{n+1} - f^n \to 0$, то решение системы стремится к решению уравнения $\Lambda^k - f^{(n+1)} = 0$. Таким образом, решение

разностных уравнений, аппроксимирующих систему дифференциальных уравнений (2.11), может быть получено с погрешностью, определяемой возможностями ЭВМ. На каждом дробном шаге система (2.17) решается скалярной прогонкой.

Выбор граничных условий зависит от конфигурации расчетной области. При исследовании течения в каналах значительной протяженности, где трение о стенку оказывает определяющее влияние на формирование профиля скорости, естественными являются условия "прилипания" $v_{\text{гран}} = 0$. Однако в топочных камерах структура порога определяется импульсами вводимых высокоскоростных струй и толщина пограничного слоя мала по сравнению с размерами камеры. Основная часть энергии тратится на перестройку потока и лишь незначительная – на потери от трения на стенках. В этом случае на границах было принято условие проскальзывания, т. е.

$$\mathbf{v}_n \big|_{\gamma} = 0 \text{ и } \left. \frac{\partial \mathbf{v}_\tau}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\gamma} = 0,$$

где $\mathbf{v}_n$ и $\mathbf{v}_\tau$ – нормальный и касательный к поверхности компоненты вектора скорости; $\mathbf{n}$ – единичная нормаль к поверхности с координатами n_1, n_2, n_3. Первое условие даст уравнение

$$\sum_{l=1}^{N} u_l n_l = 0, \tag{2.18}$$

второе – равносильно системе

$$\begin{bmatrix} 1 - n_1 n_1 & -n_1 n_2 & \dots & -n_1 n_N \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -n_N n_1 & \dots & \dots & 1 - n_N n_N \end{bmatrix} S \begin{bmatrix} u_1 \\ \dots \\ u_N \end{bmatrix} = 0, \tag{2.19}$$

где $S = \sum_{p=1}^{N} n_p \dfrac{\partial}{\partial x_p}$ – дифференциальный оператор.

Эта система уравнений при $N = 3$ может быть приведена к более простой

$$\begin{bmatrix} 1 - n_1 n_1 & -n_1 n_2 & -n_1 n_3 \\ n_2 & -n_1 & 0 \\ n_3 & 0 & -n_1 \end{bmatrix} S \begin{bmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{bmatrix}_{\gamma} = 0. \tag{2.20}$$

Таким образом, из граничных условий вытекает четыре скалярных уравнения для трех неизвестных: u_1, u_2, u_3. Но компоненты единичного вектора $\mathbf{n}$ связаны соотношением $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 1$ и определитель системы (2.20) равен 0, т. е. из трех уравнений использовать можно только два. Окончательно из (2.18) и (2.20) имеем на границе γ

$$
\begin{bmatrix} n_2S & -n_1S & 0 \\ n_3S & 0 & -n_1S \\ n_1 & n_2 & n_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}_\gamma = 0. \qquad (2.21)
$$

Система (2.21) упрощается, если направить одну из координатных осей, например $\mathbf{i}_3$, параллельно ограждающей поверхности. Тогда $n_3 = 0$ и $\Omega v = 0$;

$$
\Omega = \begin{bmatrix} n_2S & -n_1S & 0 \\ 0 & 0 & n_1S \\ n_2 & n_1 & 0 \end{bmatrix} ; \quad v = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}_\gamma .
$$

Для организации итерационного процесса представим

$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2$

$$
\Omega_1 = \begin{bmatrix} n_1S & 0 & 0 \\ 0 & 0 & n_1S \\ 0 & n_2 & 0 \end{bmatrix} , \qquad \Omega_2 = \begin{bmatrix} 0 & -n_1S & 0 \\ 0 & 0 & n_1S \\ n_1 & 0 & 0 \end{bmatrix}
$$

и будем на нечетных итерациях искать решение системы

$$
\frac{v^{n+1} - v^n}{\tau} + \Omega_1 v^{n+1} + \Omega_2 v^n = 0, \qquad (2.22а)
$$

а на четных – системы

$$
\frac{v^{n+2} - v^{n+1}}{\tau} + \Omega_1 v^{n+1} + \Omega_2 v^{n+2} = 0. \qquad (2.22б)
$$

К каждому из уравнений (2.22а) и (2.22б) применима схема расщепления по направлениям, подобная (2.16).

Для перехода от дифференциальных уравнений к конечно-разностным расчетную область покрываем гибридной сеткой. Структура ячейки такой сетки для плоского случая показана на рис. 2.20, *а*. Давление определялось в центре ячейки p_{ij}, относительно которого аппроксимировалось уравнение неразрывности. Проекции уравнения движения аппроксимировались соответственно в узлах u и v. Поскольку конечной целью был расчет течения в камерах сложной конфигурации, применялась равномерная сетка. Границы области, параллельные координатным плоскостям, проводились через горизонтальные и вертикальные границы ячеек, а косые границы – через скоростные узлы, минуя узлы с давлением. Частные производные в уравнении неразрывности, диффузионных членах и градиенты давления аппроксимировались со вторым порядком точности относительно пространственного шага:

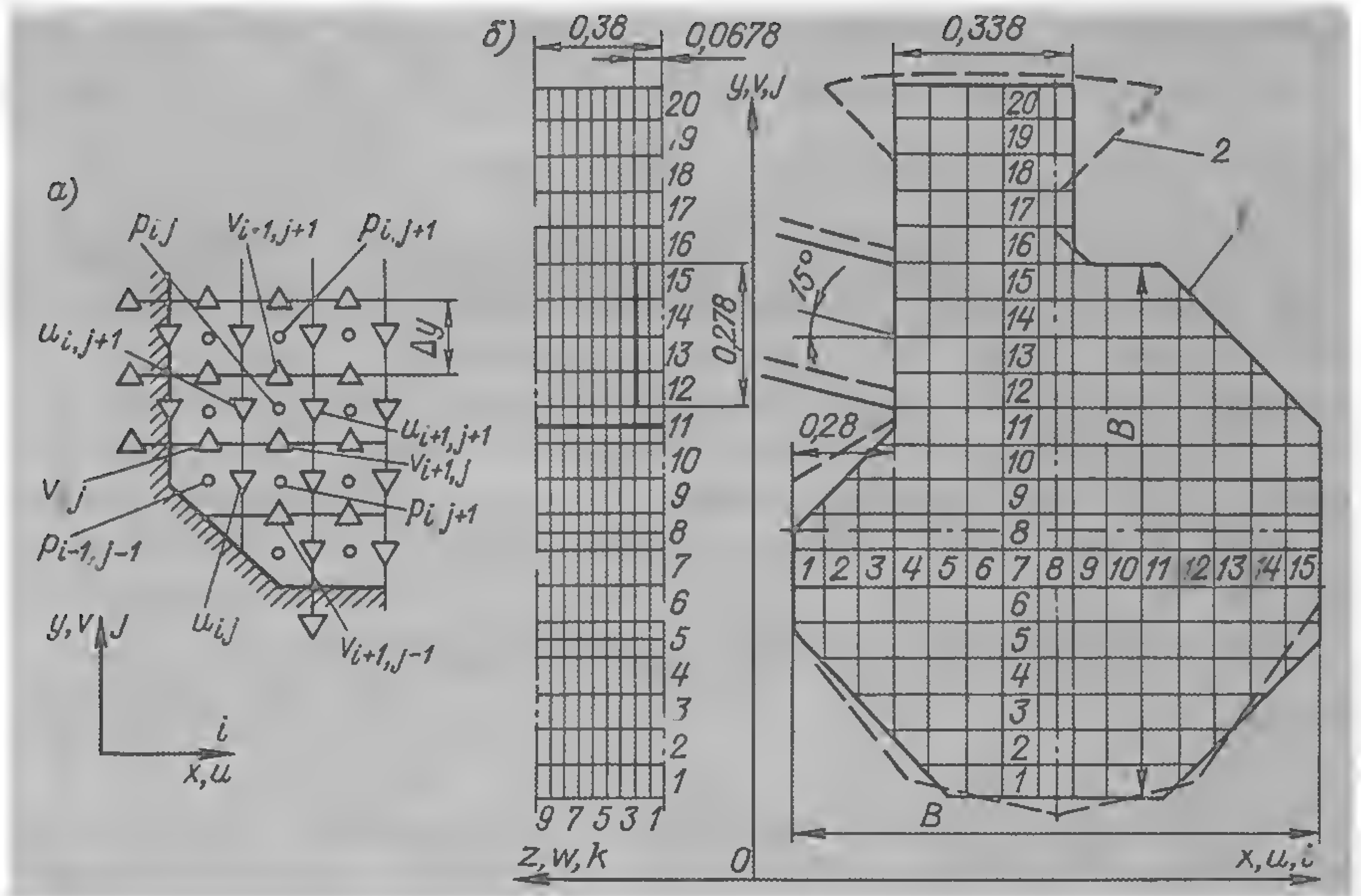


Рис. 2.20. Расчетная сетка: *а* – фрагмент плоской гибридной сетки; *б* – сопоставление геометрии моделей
1 – контур математической модели; *2* – контуры физической модели

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{u_{i+1,j+1} - u_{i,j+1}}{\Delta x} + \frac{v_{i+1,j+1} - v_{i+1,j}}{\Delta y};$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{u_{i-1,j} - 2u_{ij} + u_{i+1,j}}{\Delta x_2} + \frac{u_{i,j-1} - 2u_{ij} + u_{i,j+1}}{\Delta y_2};$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_{i,j-1} - p_{i-1,j-1}}{\Delta x}.$$

Здесь $\frac{\delta}{\delta_x}$ и $\frac{\delta^2}{\delta_x^2}$ – разностные аналоги частных производных.

Для конвективных членов применялись аппроксимации двух видов: первого и второго порядка выполнялись по схеме с донорной ячейкой

$$u\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u_R^n u_R^{n+1} - u_L^n u_L^{n+1}}{\Delta x},$$

где

$$u_R^n = \frac{1}{2}(u_{i+1,j} + u_{ij}^n); \quad u_L^n = \frac{1}{2}(u_{ij}^n + u_{i-1,j}^n);$$

$$u_R^{n+1} = \begin{cases} u_{ij}^{n+1} \text{ при } u_R^n > 0; \\ u_{i+1,j}^n \text{ при } u_R^n < 0; \end{cases} \qquad u_L^{n+1} = \begin{cases} u_{i-1}^{n+1} \text{ при } u_L^n \geqslant 0; \\ u_{ij}^{n+1} \text{ при } u_L^n < 0, \end{cases}$$

и

$$v\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{v_R^n u_n^{n+1} - v_L^n u_L^{n+1}}{\Delta y},$$

где

$$v_R^n = \frac{1}{2}(v_{ij}^n + v_{i+1,j}^n); \quad v_L^n = \frac{1}{2}(v_{i,j-1}^n + v_{i+1,j-1}^n);$$

$$u_R^{n+1} = \begin{cases} u_{ij}^{n+1} \text{ при } v_R^n > 0; \\ u_{i,j+1}^{n+1} \text{ при } v_R^n < 0; \end{cases} \qquad u_L^{n+1} = \begin{cases} v_{i,j-1}^{n+1} \text{ при } v_L^n \geqslant 0; \\ u_{ij}^{n+1} \text{ при } v_L^n < 0. \end{cases}$$

Аппроксимация второго порядка выполнялась по схеме с центральными разностями

$$u\,\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u_{ij}^n u_{i+1,j}^{n+1} - u_{ij}^n u_{i-1,j}^{n+1}}{2\Delta x}$$

и

$$v\,\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2}\left(\frac{v_{ij}^n + v_{i+1,j}}{2}\,\frac{u_{ij}^{n+1} - u_{ij}^{n+1}}{\Delta y} + \frac{v_{i,j-1}^n + v_{i+1,j-1}^n}{2}\,\frac{u_{ij}^{n+1} - u_{i,j-1}}{\Delta y}\right).$$

Описанным выше методом была рассчитана изотермическая аэродинамика вихревой топки малогабаритного котла Е-500 Новосибирской ТЭЦ-3. Эта топка является сложным объектом с точки зрения математического моделирования. Вихрь с горизонтальной осью создается двумя высокоскоростными струями, которые, загибаясь на призматической поверхности, пересекают сами себя. Поэтому для расчетов можно использовать только трехмерную модель. Если для вихря предпочтительна цилиндрическая система координат, то границы камеры лучше вписываются в декартову. Течение характеризуется очень большими градиентами скоростного поля.

Для расчета выделена часть топочного объема, заключенного между плоскостями топки и горелки (рис. 2.20, *б*). Ось x декартовой системы координат направлена перпендикулярно фронту от горелок к задней стенке, ось y – вертикально вверх, а ось z – параллельно фронту котла. Соответствующие размеры вдоль этих направлений: $B = 1$; $H = 1{,}33$; $S = 0{,}33$; число участков $\Delta x = \Delta y = 1/15$, а $\Delta z \doteq 1/30$. В расчетную область входила половина горелки. Ее площадь составляла 8 ячеек, в которых задавались проекции входной скорости: $u_{\text{вх}} = 1{,}0$; $v_{\text{вх}} = 0{,}267$ (угол наклона горелок равен 15°). На всех поверхностях, параллельных оси z, ставилось условие скольжения, а на плоскостях, нормальных оси, – условие симметрии. Выходной диффузор, соединяющий камеры сгорания

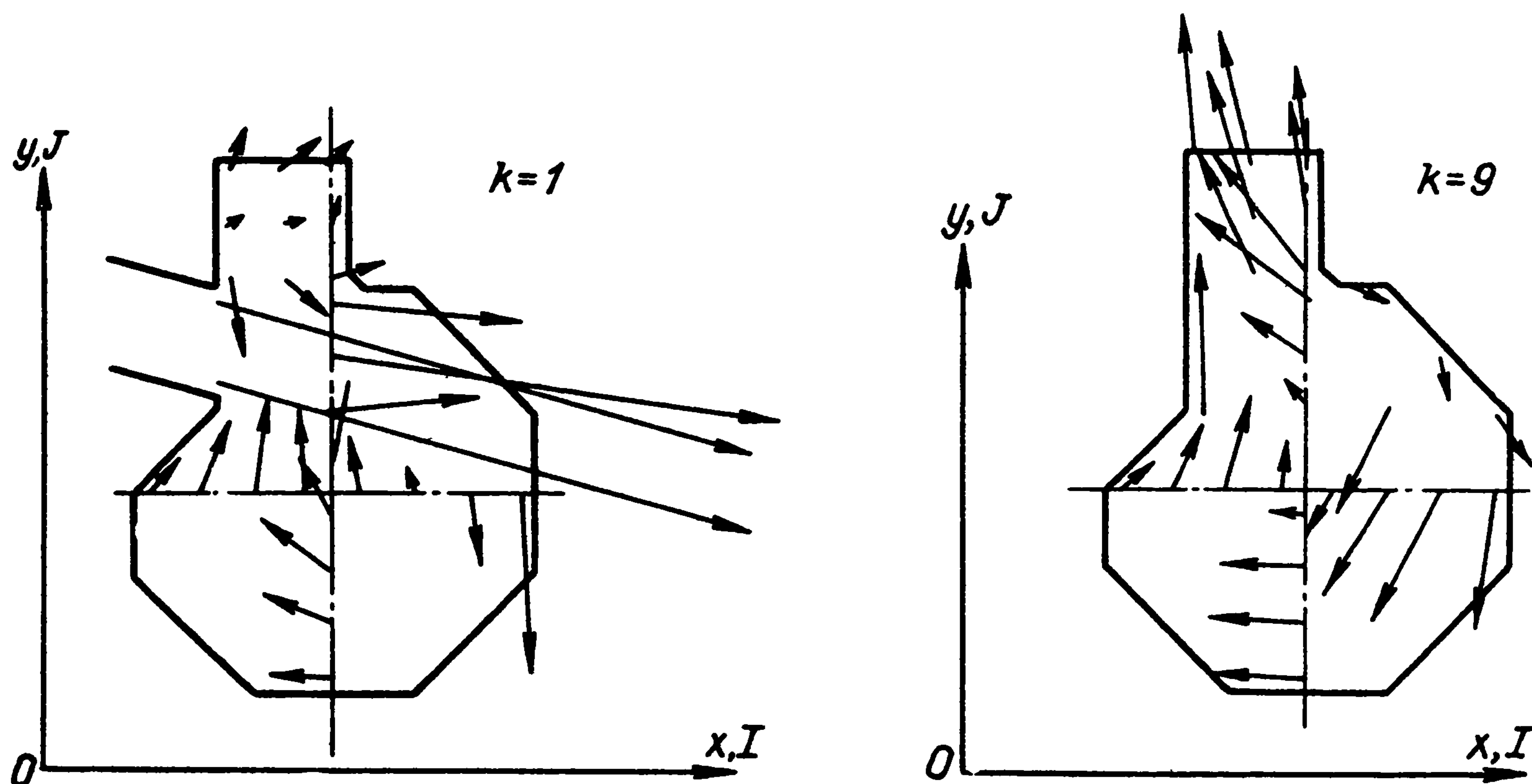


Рис. 2.21. Поля скоростей в вихревой топке, рассчитанные по СПП, $\mathrm{Re}_{эфф} = 500$

и догорания, был заменен прямым каналом, на свободной границе которого задавались мягкие граничные условия. Расчеты были проведены по схеме первого порядка точности (СПП) при $\mathrm{Re}_{эфф} = 30, 100, 200, 500, 1000$ и по схеме второго порядка при $\mathrm{Re}_{эфф} = 200$ и 500.

На рис. 2.21 представлены поля скоростей в сечении горелки ($k = 1$) и в осевом сечении топки ($k = 9$). Влияние на результаты расчета точности разностей схемы можно выявить, сравнивая рис. 2.22, *а* и *б*. При одинаковых входных скоростях тангенциальные скорости в объеме топки, рассчитанные по СВП, в 2,5 раза выше. Поле скоростей, полученное с помощью СПП, отличает сильное смещение центра вихря, малая (меньше 1) кратность циркуляции, небольшие градиенты. Имеется и качественное различие. На рис. 2.22 поток, выйдя из горелки, достигает противоположной стенки и частично отгибается в нижнюю часть топки, а частично разворачивается в горизонтальной плоскости и идет в обратном направлении. Весь поток из нижней части топки направленяется в выходное окно. В случае СВП во всем объеме наблюдается вихревое течение, разворот потока в горизонтальной плоскости в сечении горелок отсутствует.

Подводя итог сравнению, можно утверждать, что скоростные поля на рис. 2.22, *а* отвечают течению более вязкой жидкости, чем на рис. 2.22, *б*. Это объясняется так называемой схемной вязкостью у СПП [38] или, другими словами, недостаточной точностью аппроксимации конвективных членов. Схемная вязкость, которая сопутствует СПП, в данной задаче отвечает числам $\mathrm{Re} \approx 100$. Это означает, что на СПП можно считать задачи с $\mathrm{Re}_{эфф} < 100$. Именно поэтому увеличение $\mathrm{Re}_{эфф}$ на порядок со 100 до 1000 не приводило к существенному изменению рассчитанных по СПП полей скоростей. Но экспериментальные данные показывают, что в вихревой топке газовые потоки имеют меньшую эффективную вязкость и, следовательно, расчеты аэродинамики такой топки надо вести на схемах более высокого порядка.

Для получения СВП в работе была использована центрально-разностная аппроксимация конвективных членов. Расчеты по СВП выполнены

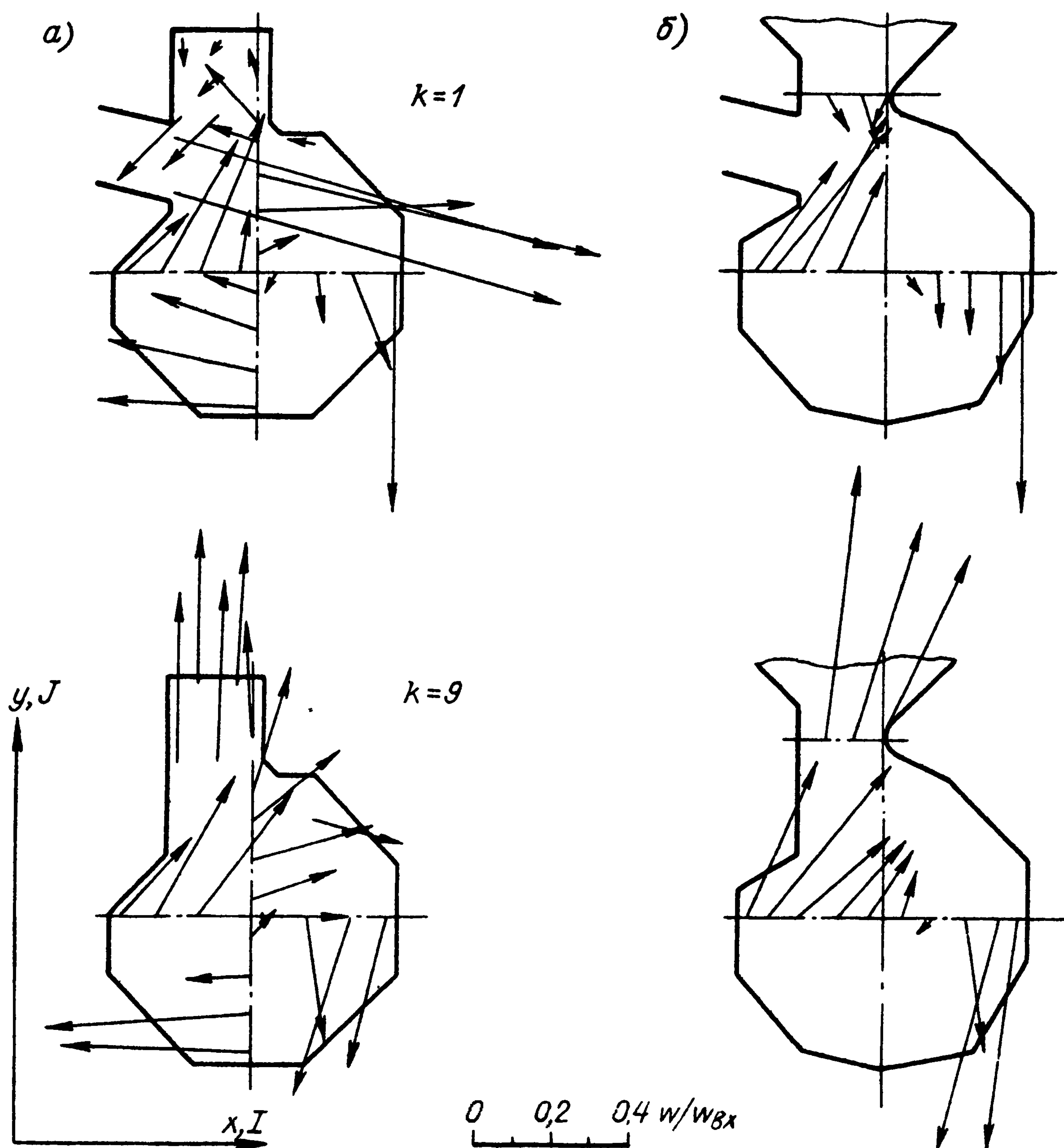


Рис. 2.22. Сопоставление расчетных и экспериментальных полей скоростей: *а* – расчет по СВП, $\mathrm{Re}_{эфф} = 500$; *б* – изотермические продувки на модели

при $\mathrm{Re}_{эфф} = 200$ и 500. Результаты показали, что число $\mathrm{Re}_{эфф}$ стало одним из факторов, определяющих картину течения. Оно является эмпирической константой, которая дает возможность установить соответствие между расчетами и экспериментом.

На рис. 2.22 для сравнения приводятся результаты изотермических продувок вихревой топки котла Е-500, а на рис. 2.23 – распределение безразмерного статического давления вдоль диаметра камеры. За масштабную скорость взята скорость на выходе из горелок $u_{вх}$. Давление нормировано по $\rho u_{вх}^2$. Хорошее совпадение с экспериментом демонстрируют поля, рассчитанные при $\mathrm{Re}_{эфф} = 500$. И в математической, и в физической моделях наблюдается активное вихревое движение с максимумом тангенциальной скорости на задней стенке, примерно равным $0{,}65 w_{вх}$. Обращает на себя внимание одинаковое положение центра вихря: в сечении горелок он совпадает с геометрическим центром камеры, а между горелками смещен на $0{,}1 B$ вправо. Выход потока в обоих случаях осуществляется между горелками, над которыми наблюдается опускное

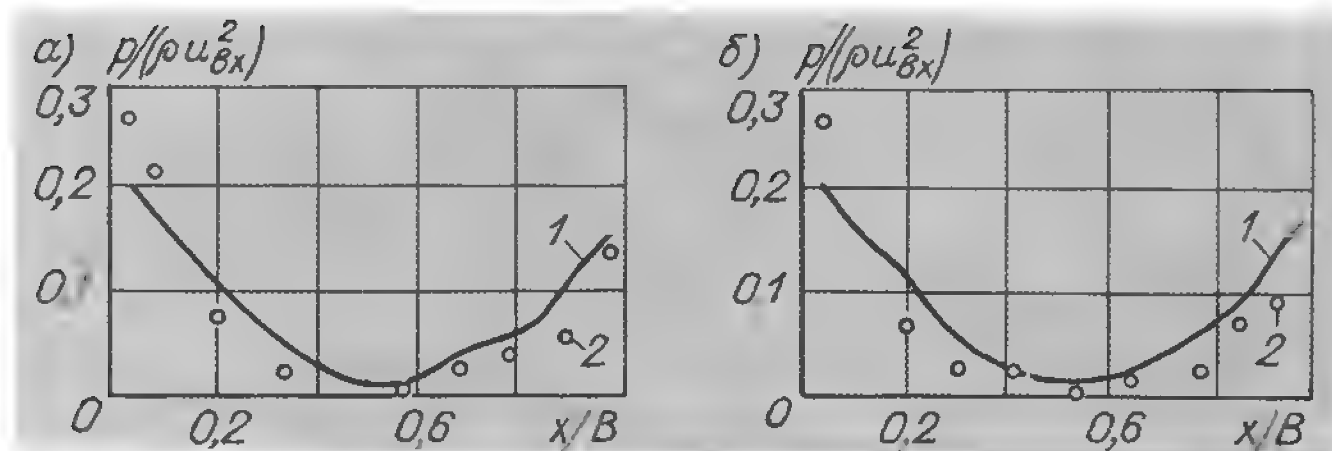


Рис. 2.23. Распределение безразмерного статического давления вдоль горизонтального диаметра: *а* – в сечении горелки, $k = 1$; *б* – в осевом сечении топки, $k = 9$
1 – расчет; *2* – эксперимент

течение. На рис. 2.22 видна характерная для вихревых камер перестройка потока. Если у задней стенки наблюдается более "острый" профиль скорости в сечении горелок и несколько затупленный по оси камеры, то у пода градиент тангенциальной скорости между горелками выше, чем под ними.

По рассчитанным полям скоростей и давлений был определен коэффициент сопротивления камеры горения, равный разности полных напоров на входе в горелку и выходе из пережима, отнесенной к динамическому напору в горелке. Он равен 0,86. Отношение полного напора в устье горелки к динамическому напору в ней равно 1,19.

В работе В. О. Кроля [87] пространственная задача аэродинамики в кольцевой камере сводится к решению модифицированной плоской задачи. С этой целью производится сшивка решений двух задач, описывающих осесимметричное течение сжимаемого реагирующего газа в основном объеме топочной камеры и плоские периодические по азимутальному направлению течения в области пояса горелок, характеристики которых зависят от радиальной и азимутальной координат. При расчетах аэродинамики и горения в топочных камерах наряду с $k - \epsilon$-моделью турбулентности в [87] используется модификация модели эффективно-вязкой среды с вязкостью, экспоненциально зависящей от расстояния от стенки.

Показано, в частности, что $k - \epsilon$-модель дает более точные результаты на начальных участках струй, а в области установившегося течения обе модели обеспечивают близкие результаты. Разработана также методика расчета плоских периодических по азимутальному углу течений. Для других типов камер требуется проверка применимости указанной методики, так как условность принятой модели, разбивка на зоны эффективного использования той или иной модели турбулентности и принятые аппроксимации могут оказаться нереализуемыми при других конфигурациях камеры и граничных условиях. Работы по численному моделированию аэродинамических процессов в топочных камерах должны быть продолжены.

2.8. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

Отсутствие достаточно полных сведений по химической кинетике процесса в топочных камерах затрудняет точные расчеты горения, поэтому, как правило, применяются приближенные постановки. В ра-

боте [87] рассмотрена реакция, протекающая в одну стадию: 1 кг (топливо) $+A$ кг (окислитель) $\to (1+A)$ кг (продукт сгорания).

Принимается, что удельные теплоемкости топлива, окислителя и продуктов сгорания равны между собой и не меняются, турбулентные числа Прандтля и Шмидта также постоянны. Энергообмен в факеле за счет излучения не учитывается. Рассматривается для простоты только скорость химической реакции второго порядка

$$w = \kappa_0 C_т C_0 \exp\left[-E/(RT)\right]. \tag{2.23}$$

Наряду с формулой (2.23) используется иногда формула

$$w = c\rho \frac{\epsilon}{k} g^{1/2}. \tag{2.24}$$

Исходные безразмерные уравнения с учетом изложенных допущений в пренебрежении термо- и бародиффузией записываются в виде

$$\rho v_r \frac{\partial T}{\partial r} + \rho v_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\mathrm{Re}_0}\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\mu_x}{\mathrm{Pr}} r \frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_x}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right\} +$$
$$+ \bar{q} A \frac{1}{\mathrm{Re}_0} \rho^2 C_т C_0 \exp\left[-1/(\theta T)\right];$$

$$\rho v_r \frac{\partial C_т}{\partial r} + \rho v_z \frac{\partial C_т}{\partial z} = \frac{1}{\mathrm{Re}_0}\left\{\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\mu_x}{\mathrm{Sc}} r \frac{\partial C_т}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_x}{\mathrm{Sc}}\frac{\partial C_т}{\partial z}\right)\right\} - \tag{2.25}$$
$$- A \frac{1}{\mathrm{Re}_0} \rho^2 C_т C_0 \exp\left[-1/(\theta T)\right];$$

$$\rho v_r \frac{\partial C_0}{\partial r} + \rho v_z \frac{\partial C_0}{\partial z} = \frac{1}{\mathrm{Re}_0}\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\mu_x}{\mathrm{Sc}} r \frac{\partial C_0}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_x}{\mathrm{Sc}}\frac{\partial C_0}{\partial z}\right)\right\} -$$
$$- \Omega_0 A \frac{1}{\mathrm{Re}_0} \rho^2 C_т C_0 \exp\left[-1/(\theta T)\right].$$

Здесь

$$T = \frac{T^*}{T_0};\ \rho = \frac{\rho^*}{\rho_0};\ \bar{q} = \frac{Q}{c_p T_0};\ \theta = \frac{RT_0}{E};\ A = \frac{k_0 R_0^2 \rho_0^2}{\mu_0};$$

$$r = \frac{r^*}{R_0};\ z = \frac{z^*}{R_0};\ v = \frac{v^*}{v_0};\ \mu_x = \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{\mu_{эф}}{\mu_0};$$

звездочка соответствует размерным величинам; Ω_0 – стехиометрический коэффициент, определяемый конкретной реакцией; число Рейнольдса $\mathrm{Re}_0 = \rho_0 v_0 R_0/\mu_0$, $\mathrm{Sc} \approx \mathrm{Pr} \approx 0{,}7 \div 0{,}9$.

Безразмерные параметры в зависимости от температуры $T_0 = 300$, 1140 и 1000 К для углеводородных топлив принимают значения: $E/(RT) = 25{,}3;\ 11{,}3;\ 7{,}5$; $k_0 R_0^2 \rho_0^2/\mu_0$ соответственно равны $4 \cdot 10^8$; $4 \cdot 10^8$; $0{,}14 \cdot 10^8$; $Q/C_p T_0$ соответственно будут 100; 20,6; 30.

Параметр A определяет отношение времени пребывания в зоне реакции к характерному времени химического процесса.

Моделируя стабилизацию фронта пламени дежурным факелом, применяют горячие точки (в узлах сеточной области), которые имеют высокий уровень температур и располагаются на внутренней кромке сопла. Температура горячих точек задается такой, при которой горение в камере было бы устойчивым. Связь плотности среды с температурой и давлением определяется соотношением

$$P = \rho R_0 T \sum_{i=1}^{N} \frac{C_i}{\mu_i}, \qquad (2.26)$$

где R_0 – универсальная газовая постоянная; C_i – массовая концентрация компонента в смеси; T, ρ – средняя температура и плотность среды; μ_i – молекулярная масса i-го компонента смеси. В качестве граничных условий принимается:

на оси симметрии камеры

$$\frac{\partial C_т}{\partial r} = \frac{\partial C_0}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \qquad (2.27)$$

на твердых стенках используется условие непроницаемости

$$\frac{\partial C_т}{\partial n} = \frac{\partial C_0}{\partial n} = 0;$$

в адиабатных камерах

$$T = T_{ст} \text{ или } q = q_{ст}; \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0.$$

К указанным уравнениям должны быть добавлены уравнения аэродинамики, рассмотренные в [87]. Одна из постановок динамической задачи рассмотрена в § 2.7.

При расчете горения частиц твердого топлива обычно процесс считается изобарным, пламя рассматривается как двухфазная газодинамическая система и влияние твердой фазы на аэродинамику течения считается пренебрежимо малым [87].

При движении частиц осуществляется теплообмен с газовой средой и стенками камеры. Расчет выгорания частиц состоит из расчета аэродинамики потока и расчета движения этих частиц, их горения и теплообмена с окружающей средой.

Движение частиц описывается уравнением Мещерского (уравнение с изменением массы)

$$m \frac{d\mathbf{v}'}{d\tau} = \mathbf{F}_р + \frac{dm}{d\tau} \mathbf{v}_F, \qquad (2.28)$$

где m – масса частиц; τ – время; $\mathbf{F}_р$ – равнодействующая сил, действующих на частицу; $\mathbf{v}'$ – вектор абсолютной скорости частицы; $\mathbf{v}_F$ – вектор скорости присоединенных масс.

Сила аэродинамического сопротивления

$$F_р = \zeta(\mathrm{Re}', T) S' \gamma \frac{v - v'}{2g} (\mathbf{v} - \mathbf{v}'), \tag{2.29}$$

где ζ – коэффициент гидравлического сопротивления, зависящий от $\mathrm{Re}' = \frac{(v - v')\,\delta}{\nu}$ и температуры; $\mathbf{v} - \mathbf{v}'$ – относительная скорость частицы; S' – площадь миделева сечения; γ – удельный вес газовой среды.

Величины ζ, Nu, Pr определяются формулами

$$\zeta = \left(\frac{24}{\mathrm{Re}'} + \frac{4}{\sqrt[3]{\mathrm{Re}'}}\right)\left[1 + 0{,}03 \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Pr}\,\mathrm{Re}'} \frac{T' - T_г}{T_г} \left(\frac{T}{T_г}\right)^{2,52}\right];$$

$$\mathrm{Nu} = 2 + 0{,}16 \mathrm{Re}'^{2/3}; \quad \mathrm{Pr} = 0{,}64 - 273 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T_г}{273}\right), \tag{2.30}$$

где T' и $T_г$ – температура частиц и газа.

Уравнение горения отдельной частицы имеет вид

$$\tau = \frac{M \beta \rho'}{2 c_p} \int_{\delta_0}^{\delta} \left(\frac{\delta}{\mathrm{Nu} D} + \frac{1}{k}\right) d\delta, \tag{2.31}$$

где ρ' – плотность частицы; τ – время горения частицы; δ – текущий диаметр частицы; M – стехиометрическое отношение, равное отношению молекулярных масс кислорода и углерода при реакции $C + O_2 \rightarrow CO_2$; β – стехиометрический коэффициент, характеризующий реакцию горения углерода и равный 0,5 при горении до CO и 1 при горении до CO_2; коэффициент диффузии кислорода в газовой среде $D = 17{,}8 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T' + T_г}{2 \cdot 273}\right)^{1,5}$; константа скорости реакции горения $k = k_0 \exp[-E/(RT')]$, где E – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная.

Уравнение теплообмена частицы [87]

$$c_p \rho' \frac{dT'}{d\tau} = \frac{\rho'}{2} Q \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \frac{S'}{v'} - a \frac{S'}{v'} (T' - T_г) + \sigma \epsilon \frac{S'}{v} (T'^4 - T'^4_{ст}), \tag{2.32}$$

где c_p – теплоемкость частицы; Q – теплота сгорания частицы (α' – коэффициент теплоотдачи от частицы к среде); $T_{ст}$ – эффективная температура стенки топочной камеры; σ – коэффициент излучения абсолютно черного тела; ϵ – степень черноты материала ($\epsilon \approx 0{,}7 \div 0{,}9$). Необходимым условием решения задачи о горении частицы является решение аэродинамической задачи – определения полей скоростей в топочной камере. При наличии решения аэродинамической задачи уравнения движения, горения и теплообмена одиночной угольной частицы могут быть численно проинтегрированы.

В цилиндрических координатах указанные уравнения имеют вид [87]

$$\frac{\partial v_r'}{\partial \tau} = \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{3\rho}{4\rho'\delta}\xi(R',T)\sqrt{(v_r - v_r')^2 + (v_\theta - v_\theta')^2 + (v_z - v_z')^2} \times$$

$$\times (v_r - v_r');$$

$$\frac{\partial v_\theta'}{\partial \tau} = -\frac{v_r' v_\theta'}{r} + \frac{3\rho}{4\rho'\delta}\xi(\mathrm{Re}',T)\sqrt{(v_r - v_r')^2 + (v_\theta - v_\theta')^2 + (v_z - v_z')^2} \times$$

$$\times (v_\theta - v_\theta');$$

$$\frac{\partial v_z'}{\partial \tau} = \frac{3\rho}{4\rho'\delta}\xi(\mathrm{Re}',T)\sqrt{(v_r - v_r')^2 + (v_z - v_z')^2 + (v_\theta - v_\theta')^2}(v_z - v_z');$$

$$\frac{dT'}{d\tau} = -\frac{6}{\rho'\delta c_p}\left[\frac{Q\rho'}{2}\left(\frac{d\delta}{d\tau}\right) + \alpha(T' - T_\text{г}) + \sigma\epsilon(T'^4 - T_\text{ст}^4)\right];$$

$$\frac{d\delta}{d\tau} = -c\,\frac{1{,}5\rho}{2\beta\rho'}\left[\frac{\delta}{\mathrm{Nu}D} + (k_0 e^{-E/(RT)})^{-1}\right]^{-1}.$$

Траектории движения частиц определяются следующими уравнениями:

$$\frac{dr}{d\tau} = v_r'; \quad \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{v_\theta'}{r}; \quad \frac{dz}{d\tau} = v_z'. \qquad (2.33)$$

Скорости газового потока (v_z, v_r, v_θ), входящие в указанные уравнения, определяются решением уравнений аэродинамики.

Указанная система уравнений решалась в [87] методом Рунге–Кутта.

Для решения динамической задачи применялась $k - \epsilon$-модель турбулентности, причем вблизи стенок турбулентная вязкость аппроксимировалась формулой

$$\mu = \mu_\text{л} + \mu_\text{т}(1 - e^{\sigma\delta}).$$

Скорости на стенках принимаются нулевыми (условие прилипания). Ввиду сложной геометрии камеры, наличия вдува через горелки при постановке граничных условий возникают некоторые сложности, которые были преодолены в [87]. Сопоставление полей температур, рассчитанных по указанной методике, с опытными данными для ряда топочных устройств показало небольшое расхождение [87].

Математическое моделирование процессов горения, если иметь в виду совершенствование ЭВМ, весьма перспективно в деле отработки оптимальных топочных устройств. Рассмотренные методы еще должны совершенствоваться в направлении улучшения аэродинамической модели (лучшей аппроксимации турбулентной вязкости, уточнения граничных условий и т. д.), а также уточнения уравнений, описывающих процессы горения и теплообмена. Следует полагать, что рассматриваемые математические методы моделирования найдут в недалеком будущем широкое практическое распространение.

Процессы, связанные с химической кинетикой и носящие диффузионно-кинетический характер (горение, превращения минеральной части, генерация вредных выбросов и т. п.), строго говоря, не моделируется, так как определяются температурой и характером среды, временем протекания процесса и пребывания частиц в различных температурных зонах, крупностью (фракционным составом) частиц, а эти факторы невозможно одновременно выдержать удовлетворяющими правилам моделирования даже на крупных моделях. Поэтому наиболее перспективный путь в решении таких задач – это математическое моделирование процессов.

ГЛАВА 3

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОТЕЛЬНЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ

3.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ШИРМАХ КОТЛА БЛОКА 1200 МВт

При проектировании котлов необходимо добиваться максимальной равномерности распределения скоростей дымовых газов по газоходам, где располагаются поверхности нагрева: ширмы, перегреватели, экономайзеры, воздухоподогреватели. Указанная равномерность омывания обусловливает расчетный уровень теплообмена и предотвращает местные перегревы труб и местный эрозионный износ. Следовательно, выбор рациональной конфигурации газоходов и компоновки поверхностей нагрева имеет важное значение. Практически такой выбор можно производить только на моделях. Движение газов в изотермической модели в известной степени отличается от действительной картины движения горячих дымовых газов в реальных котлах, так как в модели не учитывается явление самотяги, свободной конвекции и различных тепловых неравномерностей, имеющих место в реальных условиях. Поэтому такое моделирование носит приближенный характер. Тем не менее изотермическое моделирование позволяет произвести сравнительный анализ различных вариантов, оценить влияние неравномерности на конвективную составляющую теплообмена и на золовой износ. Степень неравномерности, наличие зон циркуляции и обратных токов определяют также степень загрязнения и шлакования элементов котла, и таким образом, эти вопросы также прогнозируются на базе изотермического моделирования.

Котлы для мощных блоков в Советском Союзе и за рубежом в основном имеют П-образную компоновку.

Ниже приводятся результаты указанного изотермического моделирования газохода котла для блока 1200 МВт, проведенного автором, Н. Р. Федосеевой и Е. И. Анисимовой. Было исследовано восемь различных вариантов конфигурации поворотного газохода котла и компоновки поверхностей нагрева (рис. 3.1): вариант 1 – исходный, в варианте 2 по сравнению с вариантом 1 ширмы первой ступени сдвинуты ближе к фронтовой стенке на $0{,}15\,a$, варианты 3 и 4 отличаются от варианта 1 только формой пережима, вариант 5 – без пережима, в варианте 6 $c' = 0{,}7\,c_{\text{вар}\,1}$, в варианте 7 $b' = 0{,}75\,b_{\text{вар}\,1}$, в варианте 8 $H' = 0{,}8\,H_{\text{вар}\,1}$. Исследование указанных вариантов имело целью улучшить характер омывания поверхностей нагрева, установленных в поворотном газоходе (ширмы, подогреватели).

Модель была изготовлена из оргстекла в масштабе 1 : 25, исходя из условий получения автомодельного режима течения. Ввиду симметрии течения моделировалась половина котла по фронту. Опыты проводились при $Q = 3{,}7\ \text{м}^3/\text{с}$. При этом

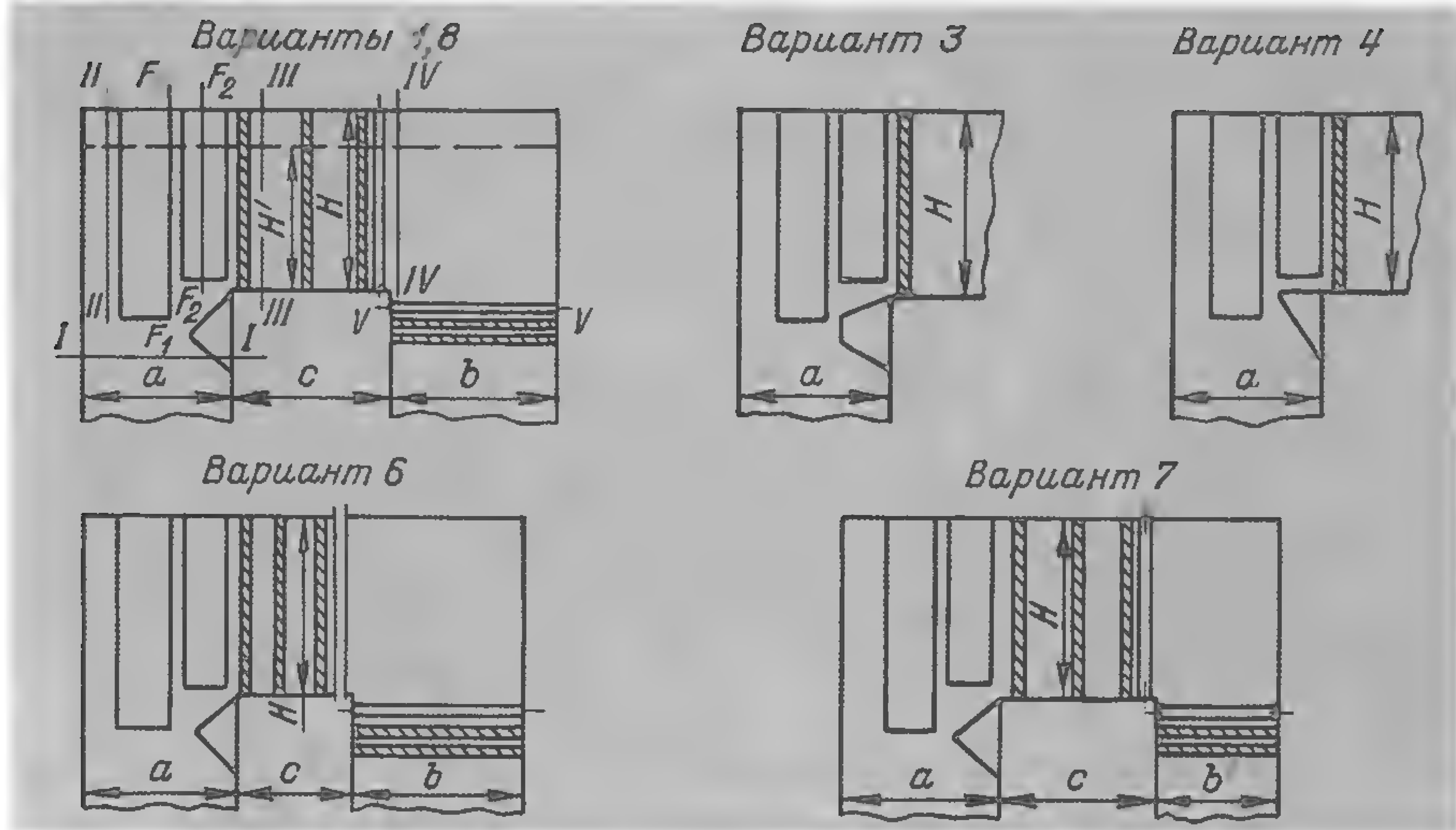


Рис. 3.1. Схемы исследованных вариантов компоновок газохода
Варианты 2 и 5 на рисунке не указаны; *I–V* – измерительные сечения

число Re, рассчитанное по эквивалентному диаметру газохода, составляло $4 \cdot 10^5$, а Re_d, рассчитанное по диаметру труб, $2{,}5 \times 10^3 - 3{,}4 \cdot 10^3$. При расчетном режиме в реальных условиях $Re_d = 1{,}67 \cdot 10^3 \div 7{,}9 \cdot 10^3$. Как известно, смешанный режим обтекания пучков начинается при $Re > 2 \cdot 10^3$, и таким образом, обеспечивается правомерность моделирования конвективного теплообмена в пучках.

Расположение вихревых горелок в модели принято встречное двухъярусное. Опыты ЦКТИ с вихревыми и прямоточными горелками при встречном их расположении показывают, что крутка потока перед поворотом в горизонтальный газоход затухает и индивидуальное влияние горелок в сечении вблизи ширм исчезает. Поскольку объектом исследования является поворотный газоход котла, тип горелочного устройства при встречном расположении горелок практически не имеет значения. Здесь рассматривается номинальный режим работы котла, когда расходы через все горелки одинаковы.

Ширменные поверхности представляют собой коридорные пучки с большим поперечным шагом и располагаются в верхней части газохода над топкой. Обтекание таких ширм, как правило, смешанное (продольно-поперечное), в связи с чем реальный коэффициент конвективной теплоотдачи может быть определен только в результате моделирования.

Ширмы I и II ступени имитируются металлическими пластинами толщиной $\delta = 1{,}5$ мм с шагом по фронту 28 мм ($s/d = 9{,}35$). Измерительная ширма (в центре пучка) представляет собой винипластовую пластину толщиной $\delta = 3$ мм, отвечающую общим размерам ширм.

В центральную часть ширмы была вмонтирована система из семи спаянных вместе латунных трубок (диаметром 3 мм), которая моделировала ширмовую поверхность нагрева с относительным продольным шагом $s_2/d = 1{,}03$. При исследовании такой ширмы нагревались все трубки (полное тепловое моделирование). Трубки соседних рядов, находящиеся друг от друга на расстоянии $s_1/d = 9{,}35$, не обогревались, и в этом смысле моделирование было локальным. При таких больших значениях s_1/d локальное моделирование полностью обосновано. Обогрев

Таблица 3.1

Сечение	ϵ	Вариант						
		1	3	4	5	6	7	8
I	$\epsilon_в^{ср}$	0,19	0,09	0,11	0,06	0,18	0,20	0,17
II	$\epsilon_в$	0,91	1,04	1,0	1,54	1,32	1,15	0,92
	$\epsilon_в^{ср}$	0,40	0,38	0,35	0,45	0,41	0,38	0,30
	$\epsilon_г$	1,84	1,38	2,89	1,54	2,08	2,07	1,82
	$\epsilon_г^{ср}$	0,60	0,41	0,85	0,45	0,62	0,76	0,57
III	$\epsilon_г^{ср}$	0,39	0,26	0,51	0,35	0,45	0,47	0,36
IV	$\epsilon_г$	0,40	–	–	0,3	0,32	0,37	0,47
	$\epsilon_г^{ср}$	0,07	–	–	0,05	0,09	0,09	0,09
V	$\epsilon_в$	1,5	–	–	1,54	1,43	1,36	1,38
	$\epsilon_в^{ср}$	0,26	–	–	0,29	1,23	0,28	0,25

ширм осуществлялся постоянным током $I = 120$ А, $\Delta E = 20$ мВ. Перемещение горячего спая термопары внутри трубок позволяло найти распределение температуры по длине трубок и рассчитать локальный коэффициент теплоотдачи. Температура необтекающего потока измерялась ртутным термометром.

В сечениях в окрестностях ширмы (сечения *I*, *II*) шаровым зондом определялись поля скоростей. В опытах определялись три составляющих вектора скорости: вертикальная ($w_в$); горизонтальная, параллельная боковым стенкам ($w_г$); горизонтальная, параллельная фронту котла ($w_ф$). Измерения показали, что составляющая $w_ф$ мала по сравнению с $w_г$ и $w_в$ (не более 5–10% $w_г$ и $w_в$). Кроме того, величины $w_в$ и $w_г$ по ширине котла меняются мало (не более чем на 5%). Таким образом, поток является практически плоским. На рис. 3.2 показаны эпюры скоростных полей, в частности для ширм. В табл. 3.1 приведены коэффи-

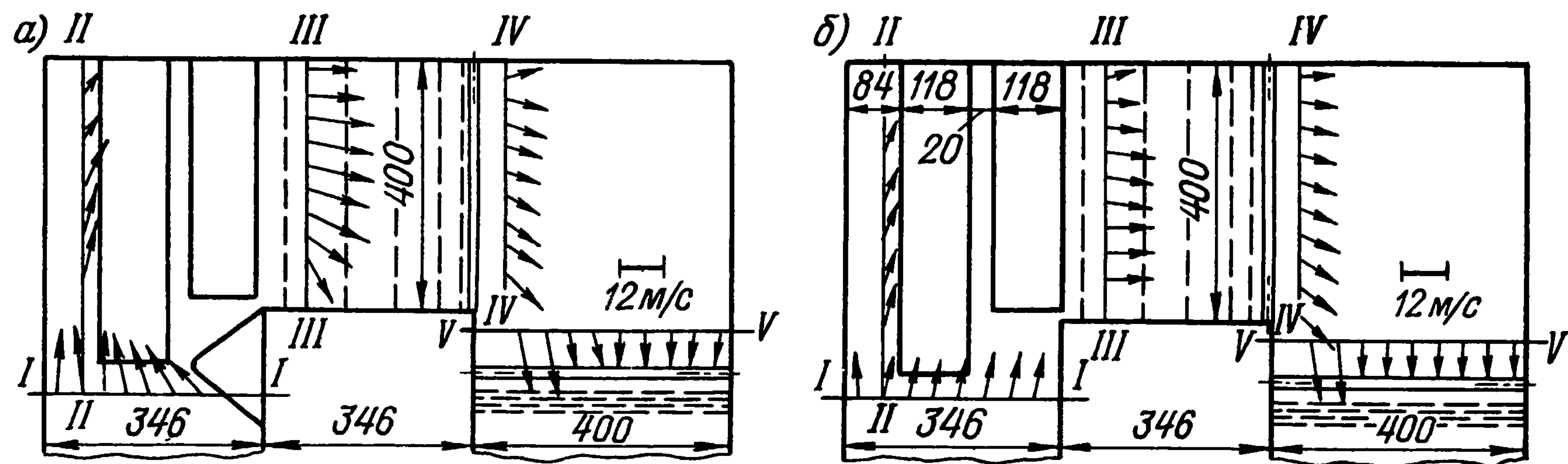


Рис. 3.2. Поля скоростей в центральном сечении модели котла: *а* – вариант 1; *б* – вариант 5
Обозначения *I*–*V* см. на рис. 3.1

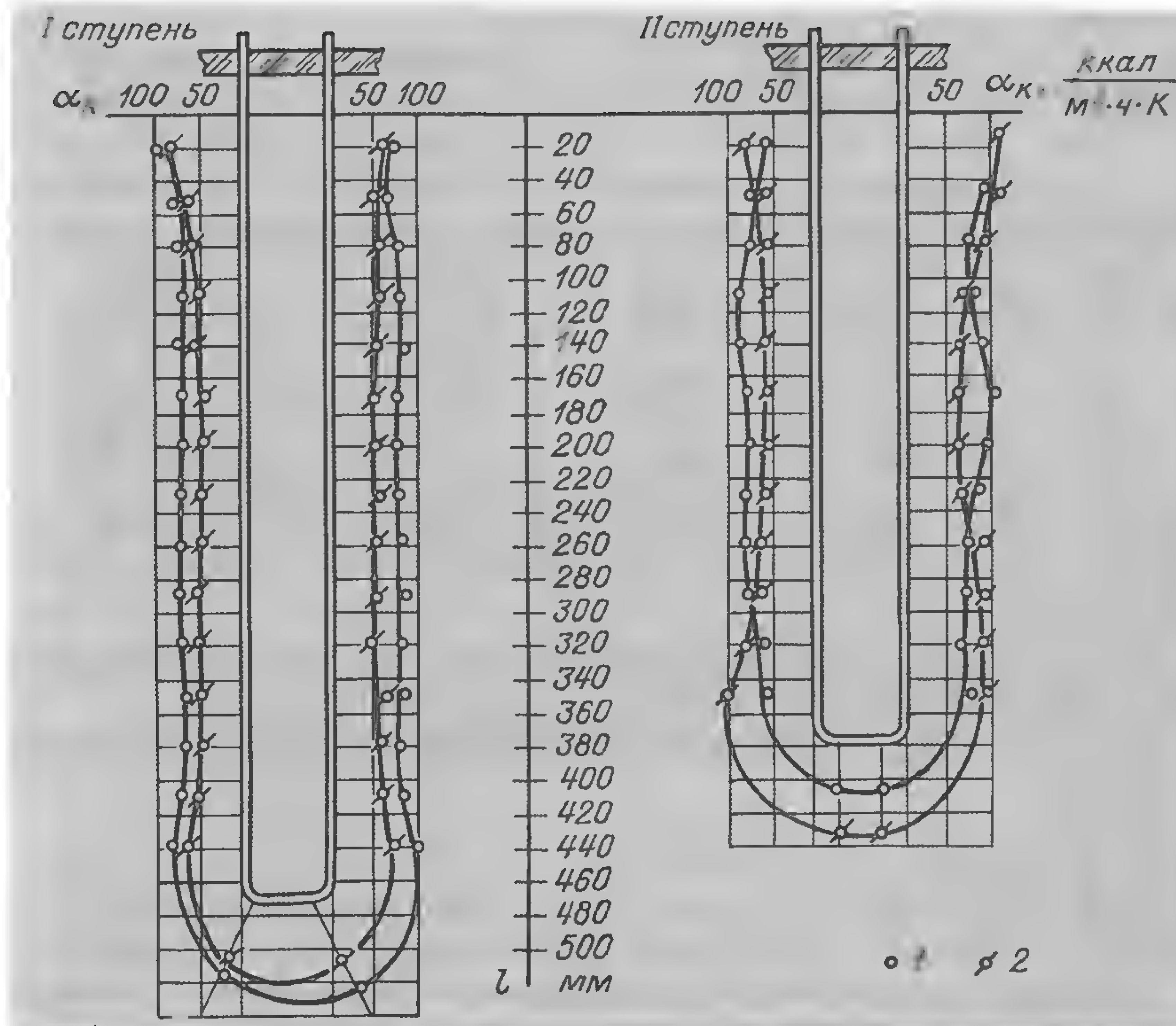


Рис. 3.3. Распределение коэффициентов теплоотдачи в ширмах I и II ступени
1 – вариант 1 (проектный) ; *2* – вариант 5 (без пережима)

циенты неравномерности скоростного поля $\epsilon_в$, $\epsilon_г$, $\epsilon_г^{ср}$; $\epsilon_в^{ср}$, которые определялись по линии пересечения центрального сечения, проходящего через середину модели котла параллельно боковым стенкам, с рассматриваемыми сечениями:

$$\epsilon_в = \frac{w_в^{ц.макс} - w_в^{ц.мин}}{w_в^{ц.ср}}; \quad \epsilon_г = \frac{w_г^{ц.макс} - w_г^{ц.мин}}{w_г^{ц.ср}};$$

$$\epsilon_в^{ср} = \frac{1}{l}\int_0^l \frac{|w_в^ц - w_в^{ц.ср}|}{w_в^{ц.ср}}\,dl; \quad \epsilon_г^{ср} = \frac{1}{l}\int_0^l \frac{|w_г^ц - w_г^{ц.ср}|}{w_г^{ц.ср}}\,dl,$$

где $w_в^{ц.макс}$, $w_в^{ц.мин}$ – максимальная и минимальная вертикальные составляющие вектора скорости в центральном сечении модели котла. На рис. 3.3 показано распределение коэффициентов теплоотдачи в ширмах *I* и *II* ступени. Расчетный коэффициент теплоотдачи ширм определялся по формулам для поперечного обтекания [40].

Номер варианта	Коэффициент теплоотдачи, $\frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{К}}$		Коэффициент неравномерности	
	Ступень *I*	Ступень *II*	Ступень *I*	Ступень *II*
1	76,5	77,3	1,54 (0,82)	1,36 (0,75)
2	64,9	81,9	1,32 (0,78)	1,22 (0,8)
3	65,3	76,8	1,53 (0,84)	1,43 (0,81)
4	77,7	83,5	1,37 (0,8)	1,41 (0,62)
5	58,2	79,4	1,44 (0,77)	1,46 (0,75)
6	83,4	68,5	1,41 (0,74)	1,18 (0,84)
7	–	–	–	–
8	83,2	105,1	1,53 (0,88)	1,26 (0,85)

Опытные данные для переноса на натурные условия представляются в виде уравнения $\text{Nu} = A\,\text{Re}^n\,\text{Pr}^m$.

Средний коэффициент неравномерности теплоотдачи подсчитывается по формуле

$$\epsilon_a^{\text{ср}} = \frac{1}{l}\int_0^l \frac{|\alpha - \alpha_{\text{ср}}|}{\alpha_{\text{ср}}}\,dl\,.$$

Опытные данные по неравномерности теплоотдачи показаны в табл. 3.2.

Полученные опытные данные показывают, что наибольшая неравномерность потока наблюдается в ширмах. Наименее равномерным является поток в сечении *II*, причем при омывании ширм велика вертикальная составляющая скорости.

Данные рис. 3.3 и табл. 3.2 по неравномерности теплоотдачи показывают, что пережим улучшает заполнение верхнего угла у фронтовой стенки и коэффициент теплоотдачи *I* ступени ширм благодаря этому увеличивается на 25%, при этом средний коэффициент теплоотдачи *II* ступени ширм за пережимом не уменьшается. Перемещение ширм *I* ступени к фронтовой стенке по сравнению с вариантом 1 на расстояние, равное 0,15 *a*, приводит к снижению коэффициента теплоотдачи *II* ступени ширм на 15%. В этом случае доля продольного обтекания трубок *I* ступени ширм увеличивается, что и приводит к снижению теплообмена. Средний коэффициент теплоотдачи *II* ступени выше, чем *I* ступени, за счет большей доли поперечного обтекания. Коэффициент использования ширм, связанный с неравномерностью омывания, оказался равным 0,8. Расчетное сечение (*II*) обозначено на рис. 3.1.

Таблица 3.2

Коэффициент использования		Коэффициент теплоотдачи, $\frac{ккал}{м^2 \cdot ч \cdot К}$		Неравномерность по ширине, %		Средний коэффициент неравномерности	
Ступень *I*	Ступень *II*	Сечение *IV*	Сечение *V*	Сечение *IV*	Сечение *V*	Сечение *IV*	Сечение *V*
0,83	0,78	241	1,97	5,5	7,0	2,48	5,57
0,7	0,82	–	–	–	–	–	–
0,71	0,77	–	–	–	–	–	–
0,84	0,84	–	–	–	–	–	–
0,63	0,8	–	–	–	–	–	–
0,91	0,69	247	209	7,0	4,48	4,48	5,17
–	–	239	262	11,3	4,5	4,8	4,83
–	–	–	197	–	–	–	5,75

3.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЯХ

В горизонтальном газоходе и опускной шахте поверхности нагрева пароперегревателей, за исключением измерительных сечений, были заменены сетками эквивалентного сопротивления. Следует полагать, что и уровень турбулентности за сетками эквивалентного сопротивления будет близок к турбулентности в пучках. Замена пучков труб сетками с эквивалентным сопротивлением практически не искажает общей аэродинамики потока в газоходе. При моделировании перегревателей применялся метод локального теплового моделирования, который, как известно, при $s_1/d > 2$ не дает заметных погрешностей.

В измерительных сечениях *IV* и *V* располагаются латунные трубки диаметром 3 мм с шагом по фронту в сечении *IV* $\bar{s}_1 = 2{,}5$, а в сечении *V* $\bar{s}_1 = 3$.

Анализ опытных данных, показанных на рис. 3.4 и в табл. 3.2, свидетельствует о том, что уменьшение размеров газоходов *H* и *b* на 20–25%, а размера *c* на 30% по сравнению с вариантом 1 существенно не влияет на равномерность потока. Наибольшая равномерность наблюдается в сечении *IV*.

Уменьшение расстояния между подъемной и опускной шахтой на 30% и сужение опускной шахты на 25% практически не сказывается на среднем коэффициенте теплоотдачи в выходном сечении горизонтального газохода (сечение *IV*). Сужение опускного газохода на 25% приводит к некоторому уменьшению неравномерности потока в этом газоходе (сечение *V*) и повышению коэффициента теплоотдачи вследствие увеличения скоростей.

Изменение коэффициентов теплообмена проводилось методом локального моделирования. Схема электрокалориметра показана на рис. 3.5. Постоянный ток подводится к концам трубки-электрокалориметра через массивные зажимы, к которым подключен амперметр, к концам калориметра подключается также милливольтметр для замера падения напряжения на рабочем участке. Внутрь калориметра вставляется термопара, провода которой выводятся в разные стороны через концы трубки-калориметра. Путем протаскивания термопары горячий слой перемещается по длине рабочего участка трубки. Для предотвращения конвективных токов воздуха внутри трубки, искажающих показания термопар, с обеих сторон горячего слоя на проволоки термопары надеваются теплоизолирующие пробки из асбеста

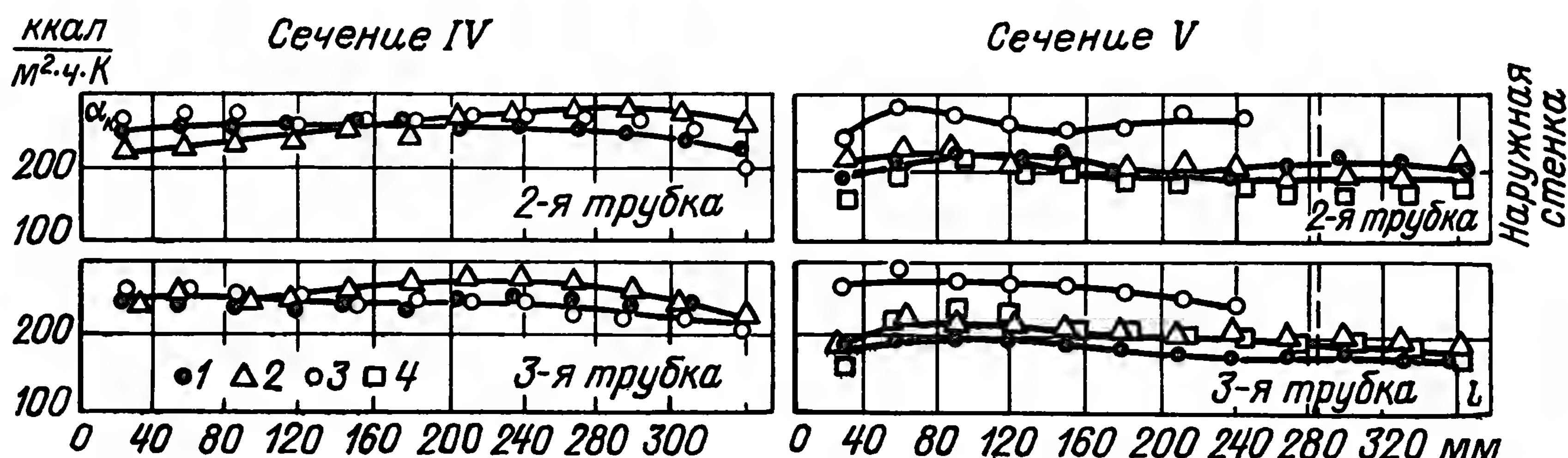


Рис. 3.4. Неравномерность потока при обтекании пароперегревателей
1 – вариант 1; *2* – вариант 6; *3* – вариант 7; *4* – вариант 8

или ваты. При малых диаметрах трубок температура воздушного объема между пробками соответствует температуре наружной поверхности трубки-калориметра. При диаметрах трубки около 3 мм, как показывает опыт, можно вообще не устанавливать изолирующих пробок. При диаметрах трубки-калориметра 5–6 мм, наоборот, даже с изолирующими пробками температура выделенного воздушного объема будет отличаться от наружной температуры поверхности.

Обычно в рассматриваемых случаях применяется дифференциальная термопара, холодный слой помещается непосредственно в пространство перед пучком и, таким образом, измеряется разность температур между стенкой и набегающим потоком. Для измерения термо-ЭДС применяются потенциометры высокого класса, причем температура стенки обычно измеряется через 10–15 мм при различных числах Re. Обычно температура поверхности поддерживается на уровне 70–100 °С, а материалом калориметра является латунь или медь. Средний коэффициент теплоотдачи конвекцией определяется по формуле

$$\bar{\alpha}_{\text{к}} = \frac{0{,}86 I \Delta U}{\pi d_{\text{н}} L \, (t_{\text{ст}} - t_{\text{в}})},$$

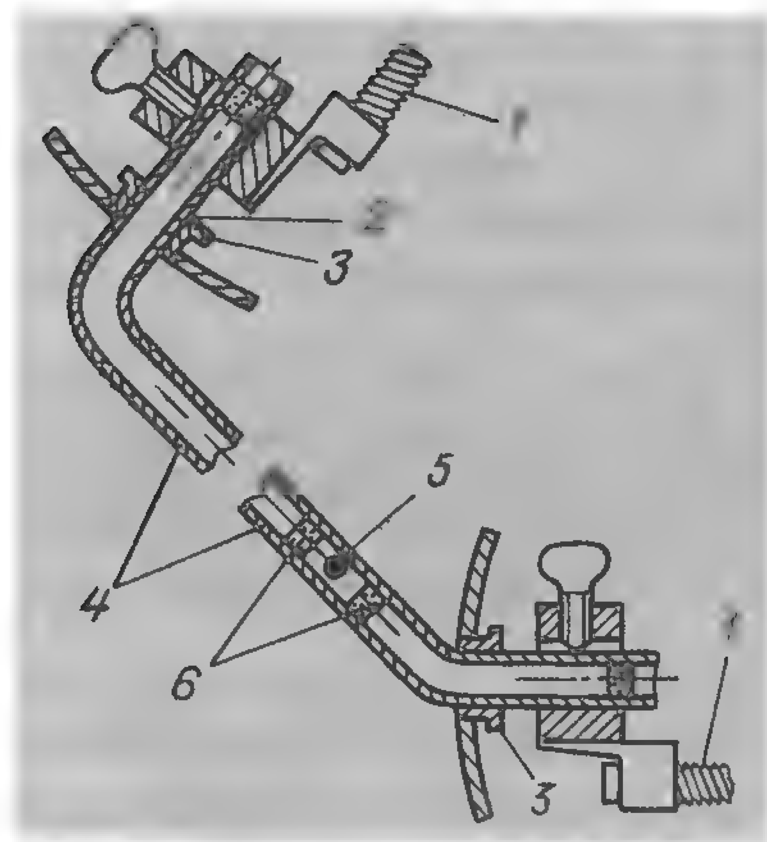


Рис. 3.5. Схема электрокалориметра
1 – токовые провода; *2* – провода для измерения напряжения; *3* – изолирующие втулки; *4* – трубка-калориметр; *5* – горячий спай термопары; *6* – асбестовые пробки

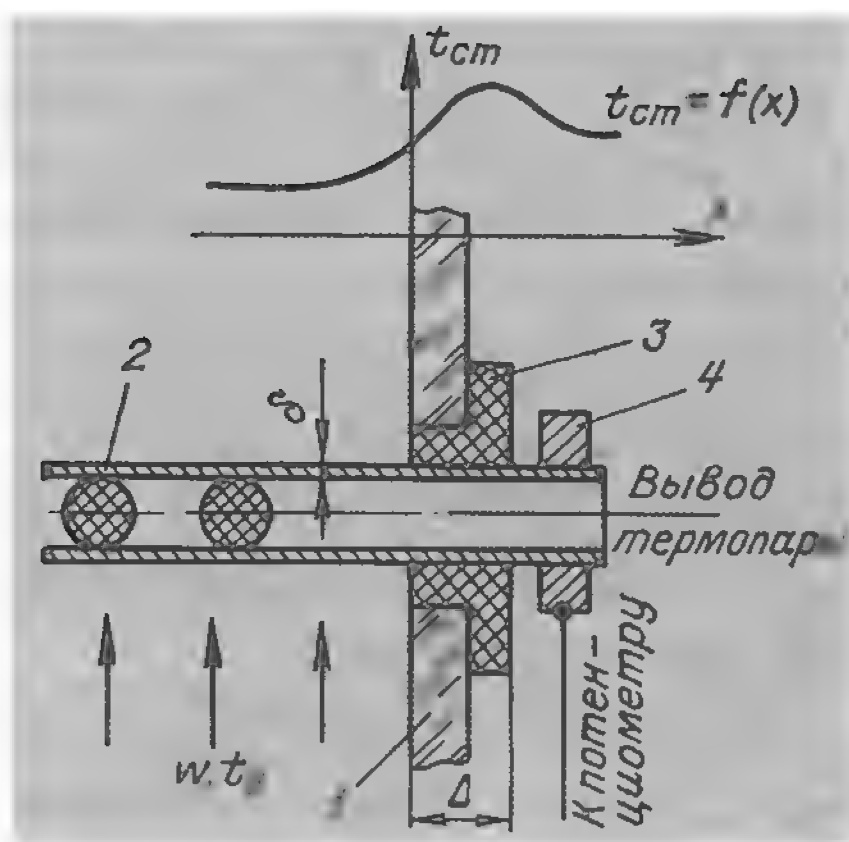


Рис. 3.6. Температурная кривая на концевом участке калориметра
1 – стенка модели; *2* – трубка; *3* – тепло- и электроизолирующая втулка; *4* – зажимы

где $d_н$ – наружный диаметр калориметра; L – длина рабочего участка; $t_в$, $t_{ст}$ – температура набегающего воздуха и стенки.

Для элемента трубки-калориметра уравнение теплового баланса имеет вид

$$\frac{0{,}86 I \Delta U}{l} dl + dQ_т + dQ_К = (\bar{\alpha}_К + \alpha_л) \pi d_н dl \, (t_{ст} - t_в).$$

Здесь $\alpha_л$ – коэффициент теплоотдачи лучеиспусканием.

В левой части подводимая теплота, а в правой – отдаваемая. Первое слагаемое в левой части определяет количество теплоты, выделенное током, второе слагаемое – количество теплоты, подведенное за счет теплопроводности, третье слагаемое – количество теплоты, переданное за счет перетока от горячих каналов калориметра.

Второе слагаемое определяется неравномерностью распределения температуры по длине трубки и может быть определено выражением

$$dQ_т = -\lambda f \operatorname{grad} t.$$

Как показывает опыт, при $d = 3 \div 5$ мм и $t_{ст} = 80 \div 100$°C этой поправкой можно пренебречь [46]. Примерный вид кривой в концевой части калориметра показан на рис. 3.6, и величина $dQ_т$ определяется с учетом этой кривой. Поправка на излучение определяется по формуле

$$\bar{\alpha}_л = \epsilon c_0 \frac{(T_{ст}/100)^4 - (T_в/100)^4}{t_{ст} - t_в},$$

где ϵ – степень черноты поверхности трубки-калориметра; c_0 – коэффициент излучения абсолютно черного тела, равный 4,9 ккал/(м^2·ч·К); $T_{ст}$ и $T_в$ – абсолютные температуры стенки и набегающего воздуха, К. Обычно отдельную трубку-калориметр тарируют в поперечном потоке воздуха и подбирают такой температурный режим, чтобы полученные коэффициенты теплоотдачи совпадали с коэффициентами, определенными по каноническим зависимостям.

Уменьшение высоты горизонтального газохода H в модели на 20% приводит к увеличению скоростей и, следовательно, к усилению теплообмена в поверхностях нагрева. Средняя теплоотдача в опускной шахте (сечение V) при этом практически не меняется, несмотря на то, что этот вариант характеризуется степенью диффузорности $n = 1{,}25$. Это можно объяснить сильным подпором, который создают поверхности нагрева за поворотом.

Выше рассматривалось моделирование процесса конвективного теплообмена, которое проводилось при температурном факторе, близком к единице. В натурных условиях $\psi < 1$. Известно, что при поперечном обтекании пучков при $\psi < 1$ поправку на температурный фактор вводить не следует, и, таким образом, проведенное моделирование правомерно. Однако радиационная составляющая, которая для перегревателей достигает 50–70%, естественно, сильно зависит от разности температур. Экспериментальное моделирование радиационной составляющей для данных условий осуществить сложно. В этих условиях возможно осуществить математическое моделирование.

7 Зак. 3138.

3.3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА В ШИРМАХ

Одним из перспективных методов исследования процессов теплообмена в радиационно-конвективных поверхностях нагрева является описание их с помощью систем уравнений радиационного и сложного теплообмена. В этом направлении широко известны работы В. И. Андрианова, Г. Л. Поляка, Ю. А. Суринова, Н. А. Рубцова, М. И. Оцисика, Р. Зигеля и др. [1]. Применение результатов теоретических исследований к элементам радиационно-конвективных поверхностей нагрева позволяет, в частности, оценить их локальные тепловые характеристики, исследовать взаимное влияние конвективного и лучистого теплообмена.

Уравнения сохранения энергии и переноса излучения для сплошных серых сред применительно к рассматриваемым условиям имеют вид

$$\rho_0 c_{p_0} u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\lambda_0 + \lambda_т)\frac{\partial T}{\partial x_i}\right] - \frac{\partial q_i^R}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3;$$

$$\Omega_i \frac{\partial T}{\partial x_i} + \beta I = \varkappa \frac{\sigma_0 T^4}{\pi} + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{(\Omega)} I d\Omega \; ; \qquad (3.1)$$

$$q_i^R = \frac{1}{4\pi} \int_{(\Omega)} I \, \Omega_i d\Omega$$

где u_i – скорость; T – температура; I – интенсивность излучения газов; Ω – телесный угол; Ω_i – направляющие косинусы излучения; q_i^R – плотность потока излучения; ρ_0, c_{p_0}, λ_0, $\lambda_т$ – плотность, удельная теплоемкость, молекулярная и турбулентная теплопроводность; $\varkappa$, σ, β – коэффициенты поглощения, рассеяния, ослабления излучения; σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана.

Граничные условия системы (3.1) формулируются из баланса излучения на загрязненных диффузных поверхностях при задании температуры наружного слоя отложений $T = T_{ст}$ – температуре наружной поверхности.

Эффективность излучения с поверхности определяется выражением

$$I_{ст}^{+} = (1 - \epsilon_{ст}) I_{ст}^{-} + \epsilon_{ст} \frac{\sigma_0 T_{ст}^4}{\pi}, \qquad (3.2)$$

где $I_{ст}^{-}$ – эффективность падающего на поверхность излучения; $\epsilon_{ст}$ – степень черноты поверхности.

В. А. Виноградов [10] для решения задачи о теплообмене ширмовых поверхностей применил метод моментов, трансформирующий исходное интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения в простое дифференциальное. Учитывая градиенты излучения только по оси межширмового канала и по нормали к плоскости панелей ширм, из системы (3.1) в [12] получаем следующую систему уравнений:

$$U\frac{d\theta}{dx}=\frac{4\pi\text{Bu}}{B_0}\left(I_0-\frac{\theta^4}{\pi}\right)+k(\theta-\theta_{\text{ст}});\qquad(3.3)$$

$$\frac{\partial^2 I_0}{\partial\bar{x}^2}+\frac{\partial^2 I_0}{\partial\bar{y}^2}=3\,\text{Bu}^2\left(I_0-\frac{\theta^4}{\pi}\right),$$

где

$\bar{x}=\dfrac{x}{s_1}$; $\bar{y}=\dfrac{y}{s_1}$; $U=\dfrac{u}{u_0}$; $\theta=\dfrac{T}{T_0}$; $\theta_{\text{ст}}=\dfrac{T_{\text{ст}}}{T_0}$; $I_0=\dfrac{J_0}{\sigma_0 T_0^4}$; $\text{Bu}=$ $=k^{\text{г}}S_1$ – число Бугеля; $\text{St}=\dfrac{\alpha_{\text{к}}}{\rho_0 c_{p_0} u_0}$ – число Стантона; $\text{Bo}=\dfrac{\rho_0 c_{p_0} u_0}{\sigma_0 T_0^3}$ – – число Больцмана; T_0, u_0 – средняя температура и скорость дымовых газов на входе в ширмы; $J_0=\dfrac{1}{4\pi}\int\limits_{(\Omega)} J d\Omega$ – нулевой момент интенсивности излучения; s_1 – поперечный шаг ширм.

Граничные условия: при $\bar{x}=0$ (на входе) $v=u_0(\bar{x})$, $\theta=\theta_0(\bar{x})$.

Баланс излучения на поверхности в приближении нулевого момента:

$$\frac{\partial I_0}{\partial\bar{x}}=\pm\beta_0\left(I_0-\frac{\theta_1^4}{\pi}\right)\ \text{при}\ \bar{x}=0;\ \bar{a};$$

$$\frac{\partial I_0}{\partial\bar{y}}=\pm\beta_1\left(I_0-\frac{\theta_{\text{ст}}^4}{\pi}\right)\ \text{при}\ \bar{y}=0;\ 1.\qquad(3.4)$$

На поверхности $\theta=\theta_{\text{ст}}$, где β_0, β_1 – коэффициенты, зависящие от оптической толщины излучающей среды; $\bar{a}=a/s_1$ – безразмерная глубина панели ширм; $\theta_1=T_1/T_0$ – искомая безразмерная температура на выходе из ширм.

Нелинейная система уравнений решалась относительно величин $\theta(\bar{x},\bar{y})$ и $I_0(\bar{x},\bar{y})$ методом прямых итераций, заключающемся в раздельном интегрировании ее уравнений с помощью задания нулевого приближения для поля температур газов. В результате решения были получены замкнутые соотношения (алгоритмы), по которым были выполнены расчеты полей температур газов и тепловых потоков в диапазоне параметров. Число Больцмана $\text{Bo}=5\div80$, число Бугеля $\text{Bu}=0\div0{,}05$; число Стантона $\text{St}=0\div0{,}05$; температурный фактор $\psi=0{,}5\div0{,}8$; относительная глубина панели ширм $\bar{a}=2{,}5\div5{,}0$.

Результаты расчетов в виде функций $\theta_1=f(\text{Bu},\text{Bo})$ показаны на рис. 3.7 и свидетельствуют об экстремальном характере этой зависимости. Анализ показывает, что диапазон оптических толщин межширмового объема газов, отвечающий максимуму их тепловой нагрузки, определяется значением критерия Бугеля $\text{Bu}=k_{\text{г}}s_1=0{,}3\div0{,}35$. На рис. 3.8 показаны результаты сравнения опытных и расчетных данных в виде зависимости температуры за ширмоконвективным пароперегревателем котла Е-500, 140 ГМ от числа Больцмана. Сравнение свидетельствует о хорошем совпадении теории и опытных данных.

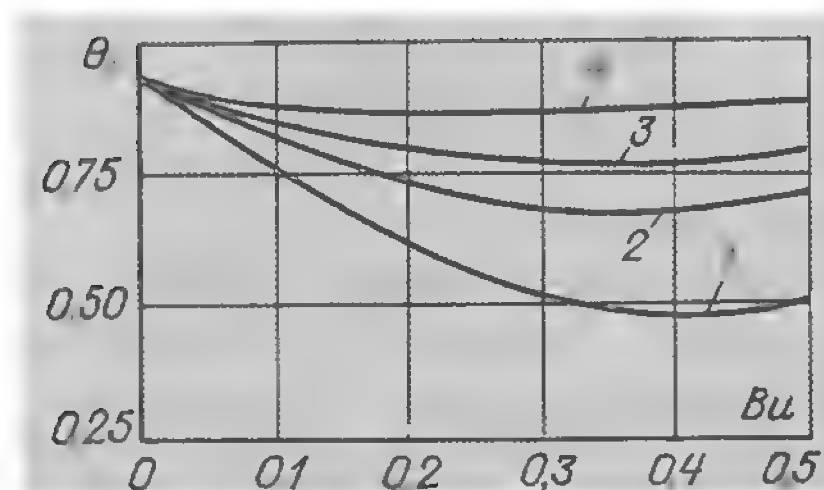


Рис. 3.7. Зависимость θ_1 от Bu и Bo
1 – Bo = 5; *2* – Bo = 10; *3* – Bo = 20; *4* – Bo = 100

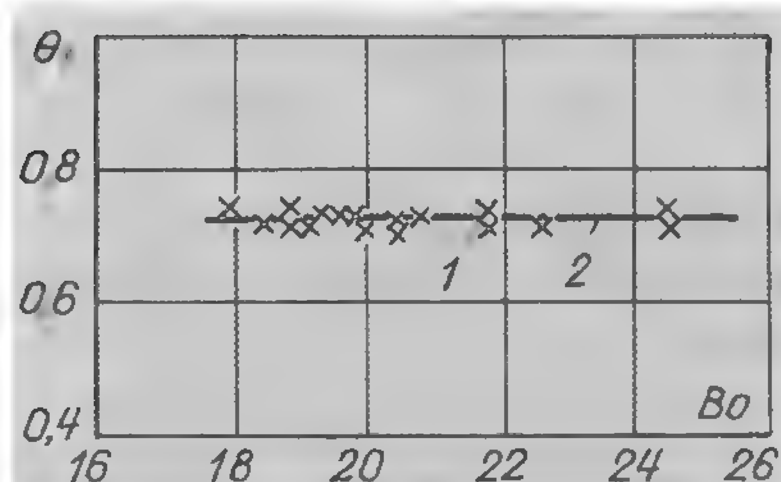


Рис. 3.8. Зависимость температуры за ширмоконвективным пароперегревателем котла Е = 500 от числа Больцмана
1 – эксперимент; *2* – расчет

Таким образом, математическое моделирование конвективно-радиационного процесса теплообмена позволяет выполнять прогнозирование локальных и суммарных тепловых потоков и оптимизацию параметров теплообменных поверхностей. Следует при этом отметить, что для расчетов необходим ряд экспериментальных данных (коэффициент ослабления излучения, температура загрязненной стенки, коэффициент теплоотдачи конвекцией).

3.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЦЕЛЬНОСВАРНЫХ ШИРМАХ МАЛОГАБАРИТНОГО КОТЛА

Ниже приводятся результаты модельного исследования цельносварных ширм, проведенного в НПО ЦКТИ П. Г. Быстровым, А. В. Моргуном и В. Ф. Литвиненко под руководством автора.

Исследование аэродинамики и теплообмена конвекцией в ширмах было проведено на изотермической модели топки малогабаритного котла 500 МВт Назаровской ГРЭС. Подробное описание натурного объекта содержится в работе [16]. Применительно к задачам настоящей работы модель была частично реконструирована, а именно: вместо шести ширм, расположенных напротив выходного окна в верхней части камер охлаждения, было установлено четыре вертикальные ширмы вблизи задней стенки по всей высоте КО.

Схема модели топки приведена на рис. 3.9. Модель геометрически подобна одной секции топочной камеры и изготовлена в основном из оргстекла толщиной $\delta = 10$ мм. Масштаб модели 1 : 14. Рабочим агентом в модели является воздух, который нагнетается вентилятором с характеристиками $p = 500$ мм вод. ст., $Q = 18 \cdot 10^3$ м^3/ч. Выбор воздуха в качестве рабочего агента оправдывается тем, что по своим физическим свойствам он близок к дымовым газам. Равномерная раздача воздуха по горелкам обеспечивалась ресивером, сечение которого значительно превосходит сечение горелок. Из ресивера по двум трубопроводам диаметром $d = 115$ мм воздух через отсекающие шиберы поступает в горелки.

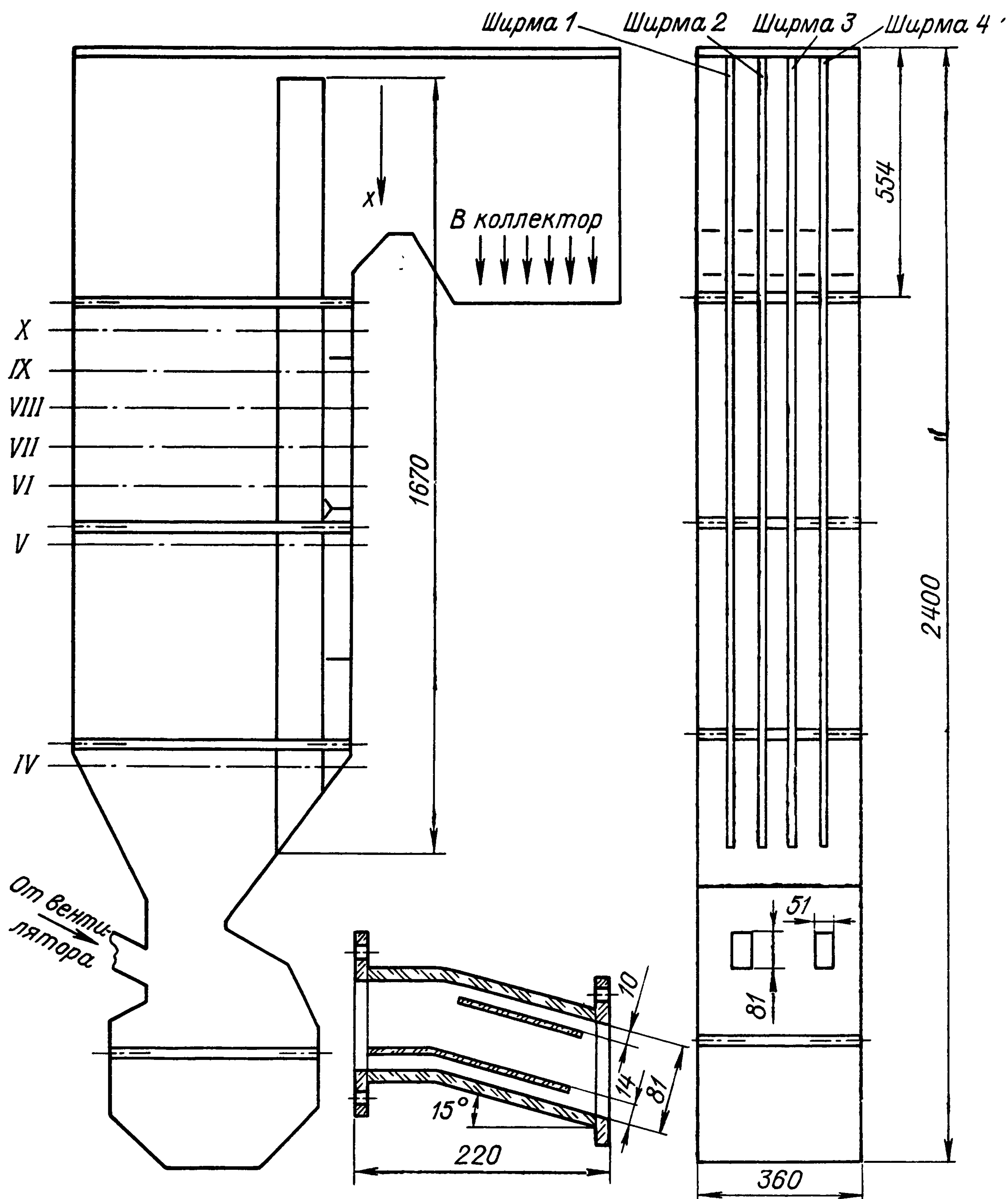


Рис. 3.9. Модель топочной камеры котла Назаровской ГРЭС

Для изменения общего расхода воздуха за вентилятором установлен шибер, позволяющий плавно изменять расход от 0 до максимального возможного.

Для аэродинамических измерений в модели предусмотрены измерительные сечения, содержащие сальниковые вводы для зонда. Нумерация сечений показана на рис. 3.9. Там же приводится конструктивная схема горелки.

Локальные коэффициенты теплоотдачи на поверхности ширм определялись с помощью метода постоянного теплового потока. Для этого одна из ширм была изготовлена электрообогреваемой. Конструкция ширмы с электрообогревом показана на рис. 3.10. В качестве нагрева-

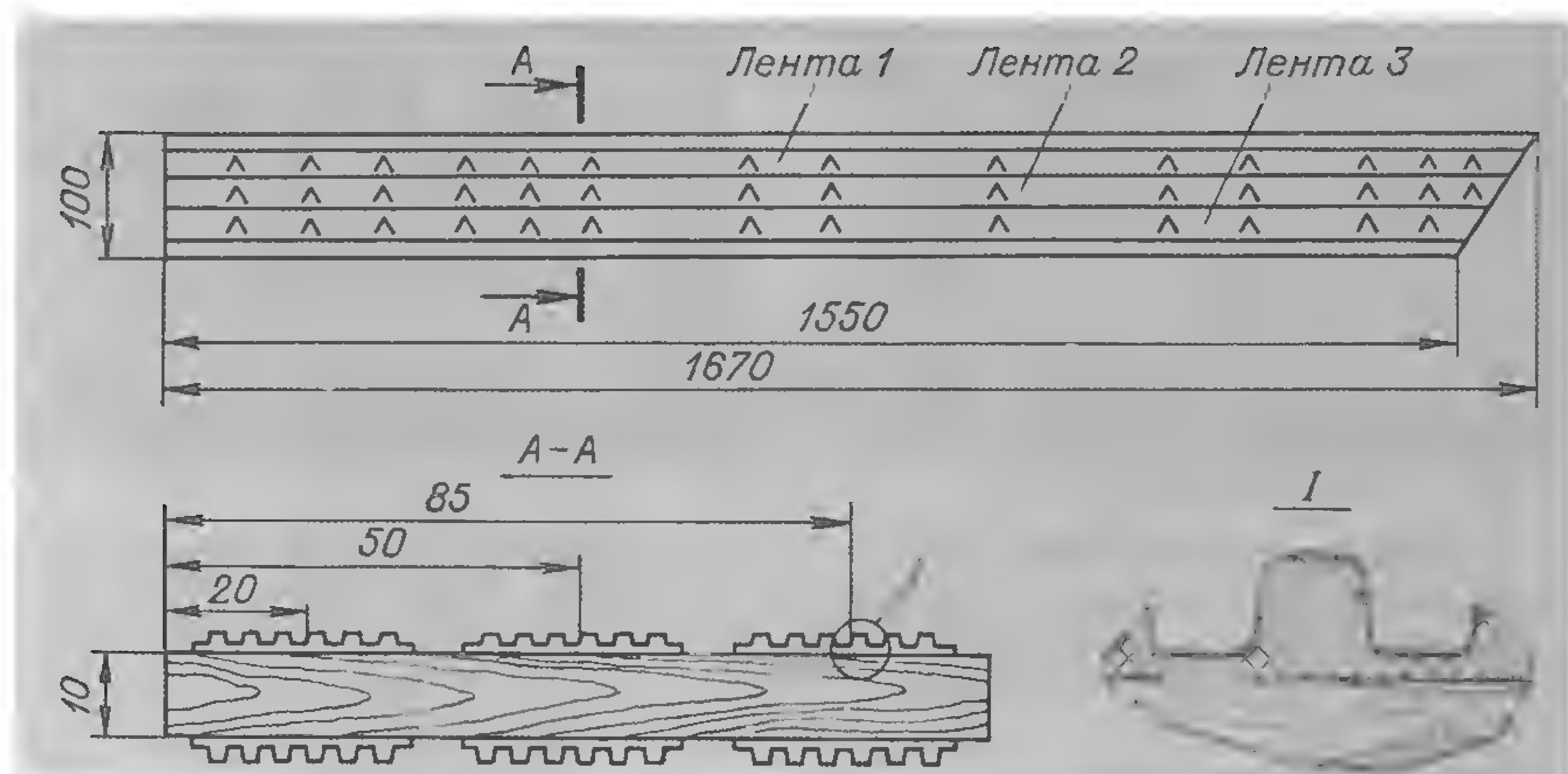


Рис. 3.10. Конструкция ширмы с электрообогревом

тельных элементов использовались гофрированные ленты из никеля толщиной 0,075 мм. Гофрировка производилась с помощью специального приспособления, исключающего вытяжку металла в процессе изготовления гофров. Геометрические параметры гофрированной ленты соответствуют в натуре профилю боковой поверхности цельносварной мембранной ширмы из труб диаметром 35 мм с относительным продольным шагом $\sigma_2' = 2$. Ленты собирались из отдельных участков длиной 300 мм и шириной 30 мм каждый с шестью продольными гофрами, которые последовательно наклеивались на деревянную доску эпоксидным клеем. Надежность электрического контакта в месте соединения соседних участков контролировалась с помощью высокочувствительного омметра. Каждая из собранных лент моделирует, таким образом, участок ширмы, содержащий шесть рядов труб. Всего на обогреваемой ширме размещено 6 лент (по 3 с каждой стороны), которые скоммутированы между собой таким образом, что образуют последовательное соединение, обеспечивая тем самым постоянную плотность теплового потока на всей обогреваемой поверхности. Симметричный обогрев ширмы с обеих сторон практически исключает перетечки тепла между боковыми стенками, что уменьшает погрешность в определении локальных коэффициентов теплоотдачи.

Обогрев лент осуществлялся переменным током. Сила тока и падение напряжения на лентах измерялись лабораторными амперметром и вольтметром класса точности 0,5. Падение напряжения регулировалось регулятором напряжения РНО-250-10.

Для измерения температуры поверхности использовались термопары хромель–копель, которые приваривались к внутренней поверхности лент точечной сваркой. Места установки термопар показаны на рис. 3.10. В каждом месте измерения приваривались две термопары: одна в вершине гофра, другая между гофрами. Это позволяло учесть неравномерность поля температур непосредственно вблизи места измерения. Для измерения термо-ЭДС использовался потенциометр типа ПП-63 класса точности 0,05.

Локальные коэффициенты теплоотдачи [Вт/(м^2·К)] рассчитывались по формуле

$$\alpha_i = \frac{UI/F - q_{л}}{T_i - T_\infty}, \qquad (3.5)$$

где U – падение напряжения на лентах, В; I – сила тока, А; F – площадь поверхности, обогреваемой электрическим током, м^2; $q_{л}$ – потери теплоты на излучение, Вт/м^2; T_i – температура поверхности ленты в месте измерения, К; T_∞ – температура набегающего потока воздуха, К.

В качестве местной температуры поверхности ленты T_i при обработке опытных данных принималось среднее арифметическое значений температуры в вершине гофра и между гофрами.

Потери теплоты на излучение определялись расчетным путем.

По локальным коэффициентам теплоотдачи определялись средние по ширине ширмы коэффициенты теплоотдачи в каждом измерительном сечении, а также средние по всей поверхности коэффициенты теплоотдачи.

В процессе испытаний измерительная обогреваемая ширма устанавливалась последовательно в каждое из четырех положений, показанных на рис. 3.9. Остальные ширмы не обогревались и были изготовлены из деревянных досок толщиной $\delta = 10$ мм. С целью соблюдения геометрического подобия на их поверхности были профрезерованы продольные канавки глубиной 1,5–2 мм и шириной 2,5 мм. Шаг канавок составлял 5 мм.

Экспериментальное исследование теплообмена производилось в области чисел Re от $1{,}5 \cdot 10^4$ до $4{,}3 \cdot 10^4$. В качестве характерных величин при определении чисел Re принимались среднерасходная скорость в живом сечении камеры охлаждения и эквивалентный диаметр камеры охлаждения, рассчитываемый в соответствии с рекомендациями [46] по формуле

$$d_э = \frac{4F_ж}{П} = \frac{4(a \times b - f_ш)}{2(a+b) + П_ш},$$

где a – ширина камеры охлаждения (КО), м; b – глубина КО, м; $f_ш$ – часть площади поперечного сечения КО, занятая ширмами, м^2; $П$ – смоченный периметр поперечного сечения ширм, м.

Основное внимание при испытаниях было уделено получению опытных данных в автомодельном режиме работы топки $\left(\mathrm{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho w^2} = \mathrm{const}\right)$, который устанавливается, как показано в работе [46], при числах $\mathrm{Re}_э \geqslant 2{,}4 \cdot 10^4$.

Распределения локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности ширм представлены на рис. 3.11. Из представленных зависимостей видно, что теплообмен в ширмах характеризуется значительной неравномерностью. Заметным образом меняется характер распределения локальных коэффициентов теплоотдачи в зависимости от расположения ширмы. Так, для ширм *1* и *2*, расположенных у левой боковой стенки, неравно-

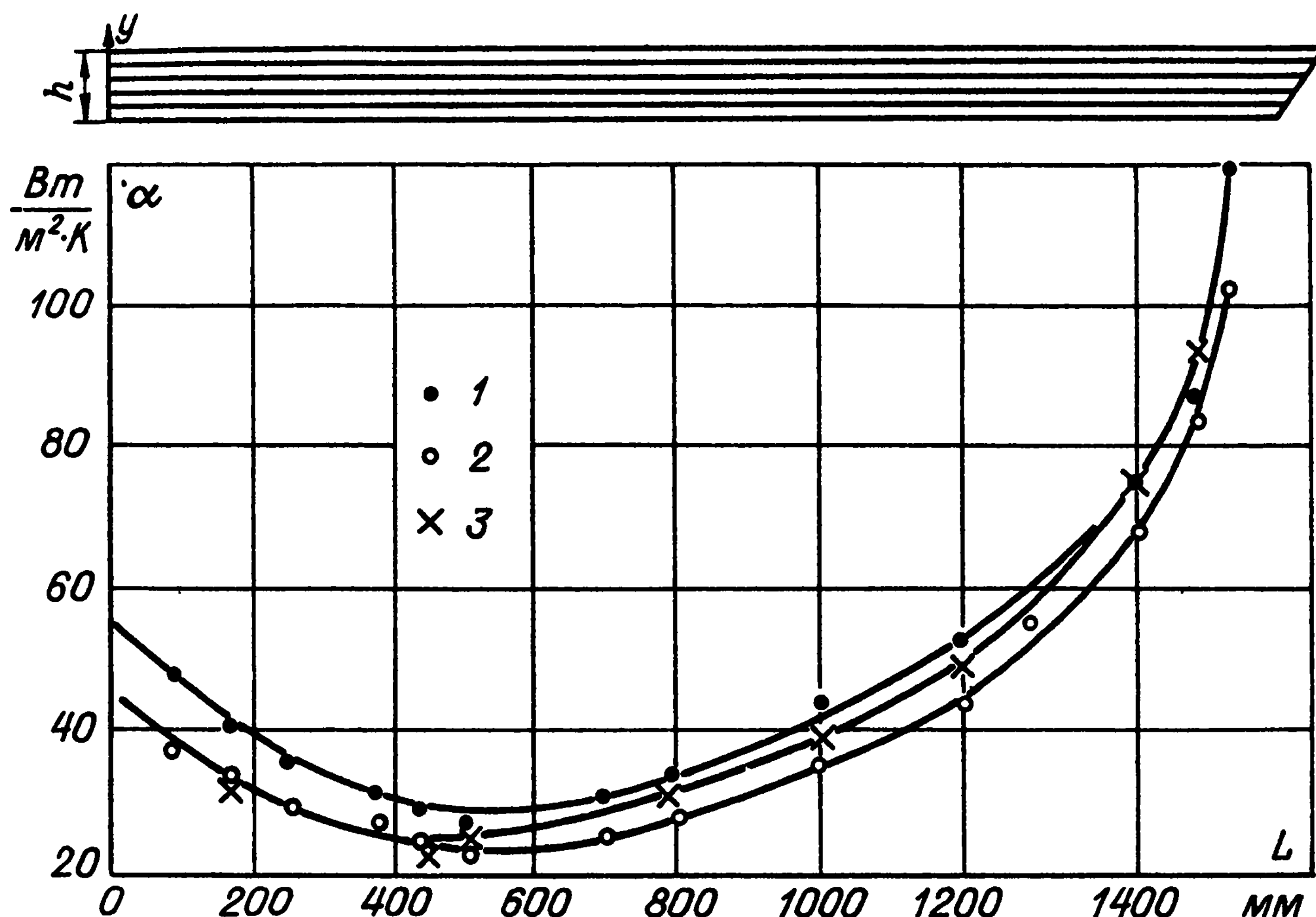


Рис. 3.11. Распределение коэффициентов теплоотдачи по поверхности ширмы
1 – y/h = 0,15; *2* – y/h = 0,5; *3* – y/h = 0,8; Re = 34 800; h – ширина ширмы; y – координата поперек ширмы

мерность распределения коэффициентов теплоотдачи по высоте ширм заметно превышает неравномерность по ширине. Наибольшая неравномерность отмечена по высоте ширмы *2*, для которой максимальные коэффициенты теплоотдачи (в нижней части ширмы, расположенной в диффузоре КО) в 5 раз превышают минимальные (в зоне на расстоянии 0,5 м от верха КО). Для ширмы *4*, расположенной у правой стенки КО, теплообмен по ширине ширмы характеризуется примерно такой же неравномерностью, как и по высоте.

Обращает на себя внимание тот факт, что распределения локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности ширм *1* и *2* имеют сходный характер. То же можно сказать и о ширмах *3* и *4*.

Следует отметить достаточно стабильный характер распределения коэффициентов теплоотдачи по поверхности ширм при различных числах Re в автомодельной области течения. Это хорошо видно из зависимостей, представленных на рис. 3.12, где приводятся данные по неравномерности распределения коэффициентов теплоотдачи, усредненных по ширине ширм. Через $\overline{\alpha}_i$ и $\alpha_{ср}$ на рис. 3.12 обозначены соответственно средние по ширине ширмы коэффициенты теплоотдачи в различных сечениях по высоте и средний коэффициент теплоотдачи для всей поверхности ширмы. Опытные значения $\overline{\alpha}_i$, полученные при различных числах Re для каждой ширмы, легли практически на одну кривую. Этот результат, полученный для автомодельной области течения, является вполне закономерным и свидетельствует, в частности, о стабильном характере течения в камере охлаждения.

На рис. 3.12 отчетливо видны зоны максимального и минимального теплообмена в ширмах. Для ширм *1*, *2* и *3* максимальный теплообмен

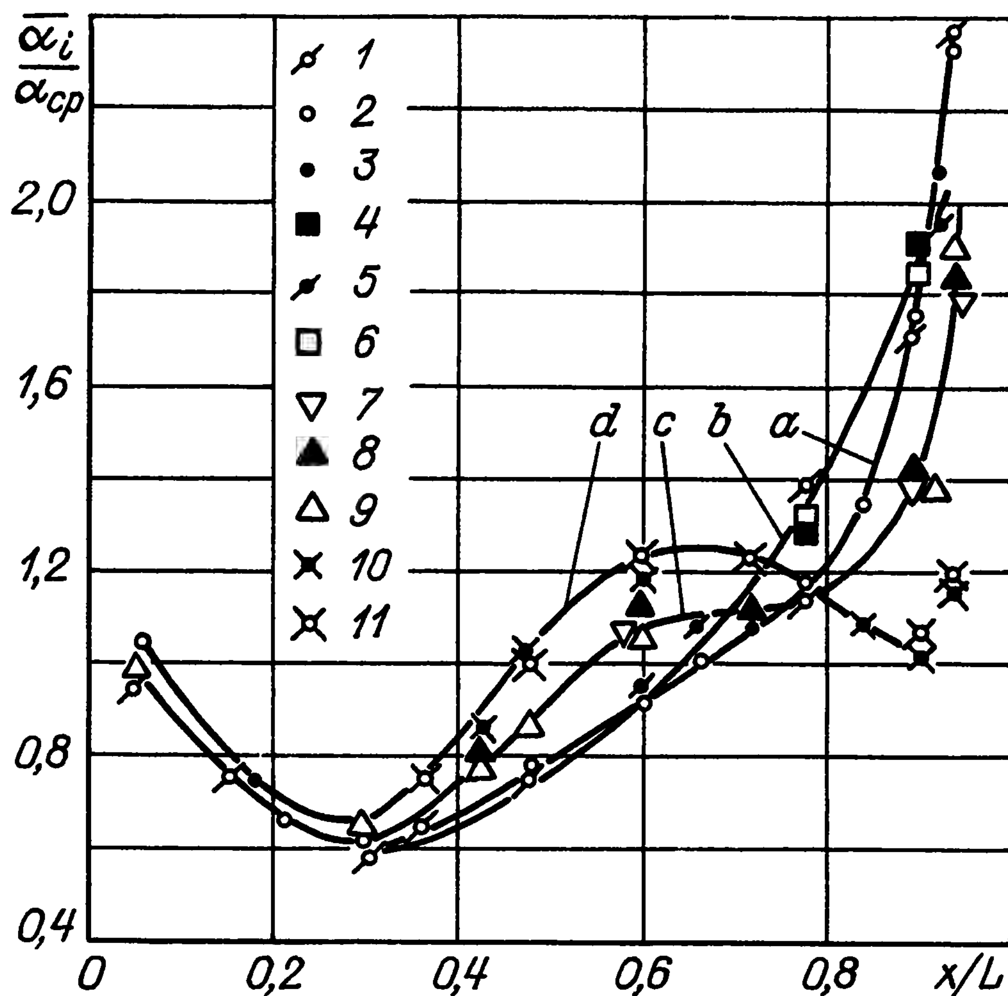


Рис. 3.12. Неравномерность распределения коэффициентов теплоотдачи по высоте ширм

a – ширма *1*; *b* – ширма *2*; *c* – ширма *3*; *d* – ширма *4*; *1* – Re = 2950; *2* – Re = = 34 800; *3* – Re = 42 300; *4* – Re = 19 200; *5* – Re = 28 500; *6* – Re = 42 400; *7* – Re = 29 300; *8* – Re = 35 800; *9* – Re = 42 550; *10* – Re = 36 300; *11* – Re = = 42 700

наблюдается в нижней части ширм. Местные коэффициенты теплоотдачи в этой области в 1,5–2,4 раза (максимальные коэффициенты теплоотдачи получены для ширмы *2*) превышают средние значения. Ширма *4* характеризуется меньшей неравномерностью теплообмена. Зона повышенного теплообмена, в которой местные коэффициенты теплоотдачи превышают среднее значение на 20–25%, располагается на поверхности этой ширмы в окрестности сечения V (см. рис. 3.9). Минимальный теплообмен (на 40% ниже среднего) у всех ширм наблюдается вблизи поворота газохода на расстоянии примерно 0,5 м от верхнего края ширмы.

Опытные данные по средним коэффициентам теплоотдачи ширм с точностью ±2% достаточно хорошо обобщаются зависимостью

$$\mathrm{Nu} = \alpha_{ср}\, d_э / \lambda = 0{,}081\, \mathrm{Re}^{0{,}8}. \qquad (3.6)$$

Таким образом, несмотря на заметное различие в характере распределения локальных коэффициентов теплоотдачи, средний уровень теплообмена конвекцией для всех четырех ширм оказался практически одинаковым.

Рассмотренные выше закономерности теплообмена конвекцией в ширмах определяются особенностями их обтекания и тесным образом связаны с аэродинамической структурой потока во всем объеме КО.

Аэродинамика рассматриваемой модели топки без вертикальных топочных ширм подробно исследовалась в работе [16]. Эти исследования показали, что течение в камере охлаждения имеет сложный пространствен-

ный характер. Поток существенно неравномерен как по глубине, так и по высоте камеры. Имеется устойчивая область обратных токов, которая располагается над горелкой вблизи правой стенки КО и занимает примерно треть высоты камеры. Основной расход при этом идет через левую половину КО. Такая несимметричная картина течения приводит к значительной неравномерности поля скоростей по ширине камеры в нижних ее сечениях. Имеются области, где скорости по абсолютному значению в 4–6 раз превышают среднерасходную.

Вертикальные топочные ширмы занимают незначительную часть объема КО, и при исследовании их обтекания предполагалось, что установка этих ширм не приводит к существенным изменениям в общей картине течения, полученной в работе [16]. Поэтому в рамках данной работы аэродинамика потока исследовалась в ограниченном объеме. С помощью шарового зонда были проведены измерения полей скоростей в горизонтальном сечении на выходе из диффузора КО (сечение *IV*) и в вертикальном сечении, расположенном непосредственно перед ширмами. Все измерения проводились при максимальном режиме работы установки (Re = 42 500) и практически одинаковом расходе воздуха через горелки (расход через правую горелку на 3% превышал расход через левую).

Поле расходной составляющей скорости в сечении *IV* (на выходе из диффузора) достаточно хорошо согласуется с результатами измерений, выполненных в работе [16]; это подтверждает предположение, что установка топочных ширм не вносит существенных изменений в общую картину течения в КО. Так же как и в работе [16], отмечается наличие зоны обратных токов, расположенной над правой горелкой, и зоны высоких скоростей потока, расположенной у левой боковой стенки камеры.

Поле скоростей в проекции на вертикальную плоскость в сечении перед ширмами представлено на рис. 3.13, *а*. Проекции скоростей на вертикальные плоскости, параллельные боковым стенкам КО, в том же сечении показаны на рис. 3.13, *б*. Рассмотрение поля скоростей перед ширмами показывает, что для всех ширм характерным является режим косого обтекания начиная от нижних сечений вплоть до сечений, расположенных непосредственно перед поворотом. Причем, если между левой боковой стенкой и ширмой *1*, а также между ширмами *1*, *2* и *3* поток скошен в сторону задней стенки, то между ширмами *3*, *4* и правой стенкой поток скашивается в сторону фронта. Очевидно, что с этим фактором связано различие в характере изменения локальных коэффициентов теплоотдачи по ширине ширм. Если для ширмы *1* коэффициенты теплоотдачи убывают по направлению к задней стенке, то для ширмы *4*, наоборот, на всем участке от низа ширмы до сечения, расположенного вблизи поворота, более высокие коэффициенты теплоотдачи отмечены со стороны задней стенки.

Минимальная неравномерность в распределении коэффициентов теплоотдачи по ширине для всех четырех ширм отмечена в сечении непосредственно перед поворотом. Очевидно, что в этом случае характер обтекания наиболее близок к продольному. В области поворота (выше

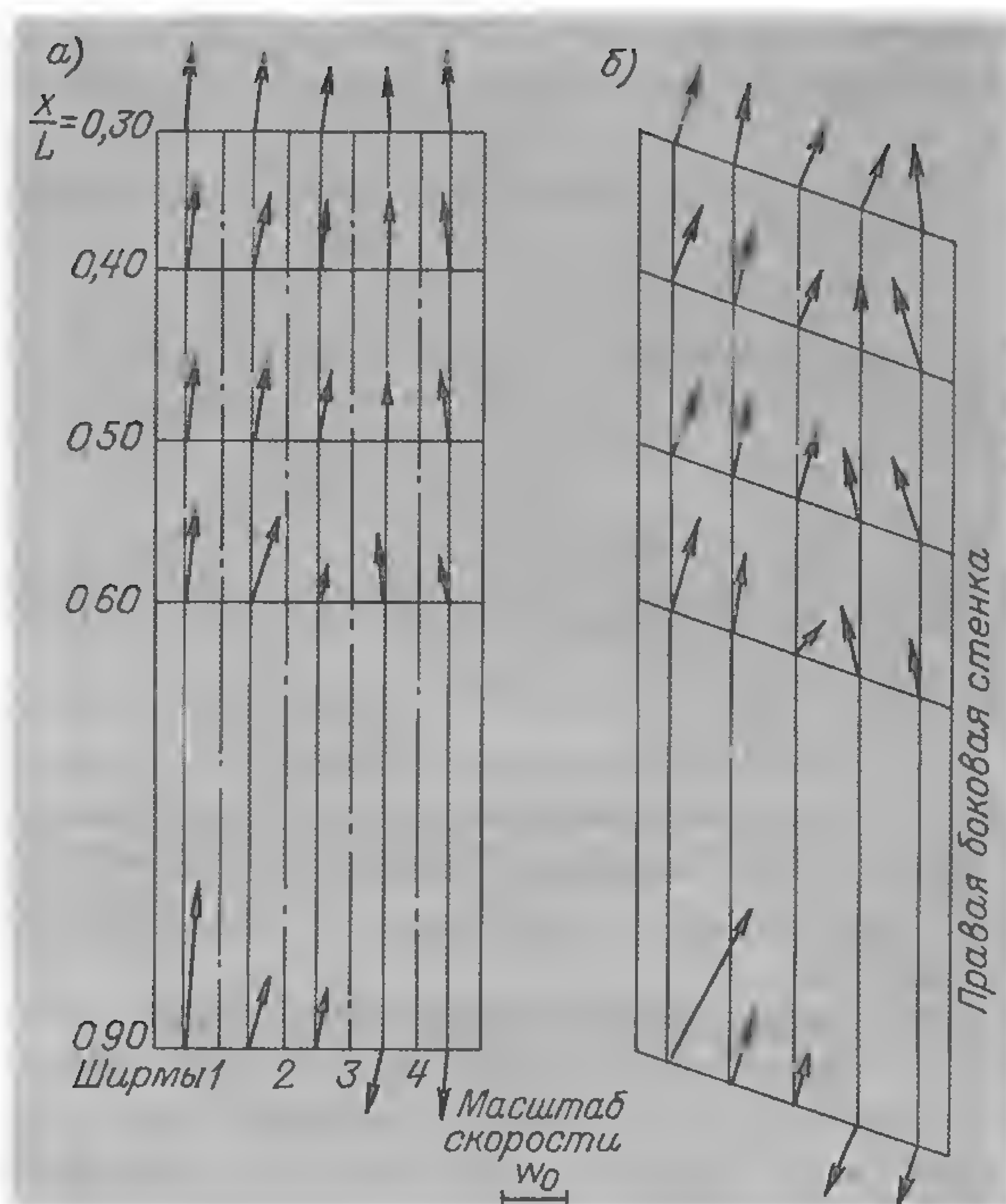


Рис. 3.13. Поле скоростей в вертикальном сечении перед ширмами: *а* – проекция, перпендикулярная стенкам; *б* – проекция, параллельная стенкам

сечения x) характер распределения коэффициентов теплоотдачи для всех ширм практически одинаков и является типичным для перехода от продольного к поперечному обтеканию.

Интересно, что локальный максимум в распределении коэффициентов теплоотдачи для ширмы *4* (см. рис. 3.9) располагается вблизи верхней границы зоны обратных токов, упомянутой выше. Очевидно, что вид зависимостей, представленных на рис. 3.11 и 3.12, тесным образом связан с наличием этой зоны.

Аэродинамические измерения показали, что наибольшая неравномерность полей скорости наблюдается в нижней части КО. Именно в этой области отмечена максимальная неравномерность распределения коэффициентов теплоотдачи по поверхности ширм. Наиболее высокий уровень теплообмена (нижние участки ширм *1* и *2*) наблюдается в зоне максимальных местных скоростей, в 3–5 раз превышающих по абсолютному значению среднерасходную скорость.

3.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ НАГРЕВА РЕГЕНЕРАТИВНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВОЗДУХОПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ

Поверхности нагрева регенеративных вращающихся воздухоподогревателей состоят из плоских гофрированных листов, образующих щелевые волнистые каналы. В работе [12] было показано, что теплообмен таких поверхностей можно изучать в стационарных условиях, а влияние вращения учитывать поправкой на нестационарность, равной

$$\Pi = \frac{\dfrac{W_н}{W_{г.с}} + \dfrac{W_н}{W_{в.с}}}{\dfrac{1 - e^{-(b_1+b_2)}}{(1 - e^{-b_1})(1 - e^{-b_2})} - \left(\dfrac{W_н}{2w_г} + \dfrac{W_н}{2W_в} \right)},$$

где $W_н$, $W_{г.с}$ и $W_{в.с}$ – водяные эквиваленты набивки, газов и воздуха соответственно. На рис. 3.14 показана зависимость $\Pi = f(n)$, где n – частота вращения ротора для вращающихся воздухоподогревателей котлов ТПП-110, ТМП-84А.

Коэффициент теплопередачи определяется формулой

$$k = \frac{\Pi}{\dfrac{1}{\alpha_1} + \dfrac{F_1}{F_2\alpha_2}}.$$

В эксплуатационных условиях стремятся к тому, чтобы величина $\Pi = 1$, что практически обеспечивается поддержанием частоты вращения $n = 3 \div 4$ об/мин. В этом случае коэффициент теплопередачи определяется по формуле для стационарного рекуператора со своеобразным коэффициентом оребрения F_1/F_2. Таким образом, теплообмен в набивках можно изучать в стационарных условиях, а эффект нестационарности учитывать поправкой Π. Сплошные поверхности нагрева набивки (без перфораций) наиболее просто изучать на экспериментальной установке, в которой пары листов обогреваются кипящей водой. Очевидно, что все листы набивки РВП (без учета неравномерностей и нестационарности, которые учитываются отдельно) равнозначны с точки зрения теплооб-

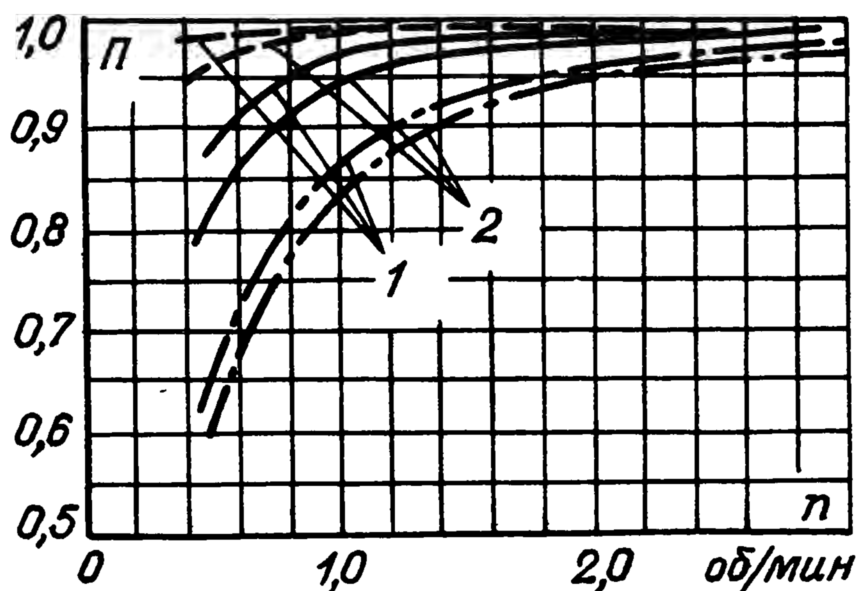


Рис. 3.14. Теплоотдача во вращающемся воздухоподогревателе котлов ТПП-110, ТМП-84А в зависимости от частоты вращения

1 – котел ТПП-110, антрацитовый штыб; *2* – котел ТГМ-84А, мазут

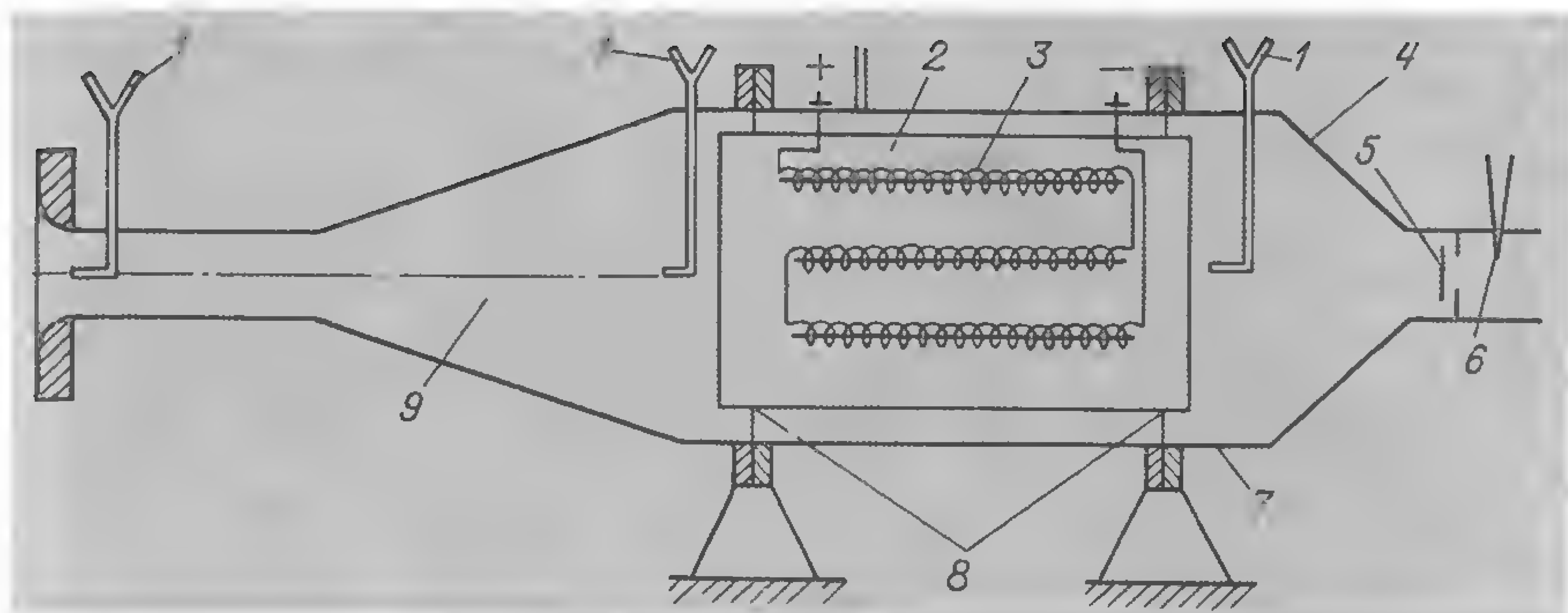


Рис. 3.15. Схема экспериментальной установки, основанной на принципе стационарного теплообмена для исследования теплообменных набивок РВП
1 – трубка Прандтля; *2* – исследуемый щелевой канал; *3* – электронагреватель; *4* – выходной конфузор; *5* – смеситель; *6* – термопара; *7* – кожух; *8* – мембраны; *9* – входной диффузор

мена, и поэтому целесообразно исследовать пару листов. Схема соответствующей экспериментальной установки показана на рис. 3.15. Канал, образованный парой листов, впаивается в два тонких фланца (малая толщина обеспечивает компенсацию температурных деформаций) и помещается в плоский котел, в котором при помощи электронагревателя помещенная туда вода поддерживается в состоянии кипения. Термическое сопротивление со стороны кипящей воды пренебрежимо мало по сравнению с термическим сопротивлением со стороны воздушного потока, проходящего в канале, благодаря чему температура стенки принимается равной температуре кипения. В опытах термопарами, установленными до и после исследуемого канала, измеряется количество воспринятой теплоты (расход определяется по измерению поля скоростей в подводящей трубе). Средний коэффициент теплоотдачи определяется по уравнению теплового баланса.

На рис. 3.16 в координатах Nu показаны результаты измерения автором тепловых характеристик указанным методом и результаты промышленных испытаний, проведенных В. С. Назаренко. Как видно из графиков, наблюдается хорошее согласие результатов (натурных и промышленных). Некоторое различие наблюдается в начале переходной области. В натурных опытах $Re_{пер} = 3000$, а в промышленных $Re_{пер} = 1000$, что связано с некоторым отличием граничных условий и шероховатости листов. В натурных условиях закон изменения температуры стенки близок к условию $q = \mathrm{const}$, а в рассматриваемой лабораторной установке $t_{ст} = \mathrm{const}$. В турбулентной области чисел Re при отнесении теплового потока к среднелогарифмическому напору граничные условия слабо влияют на число Re, что и подтверждается, в частности, данными, представленными на рис. 3.16.

Перфорированные поверхности РВП различных типов целесообразно изучать методом регулярного режима, так как проницаемость поверх-

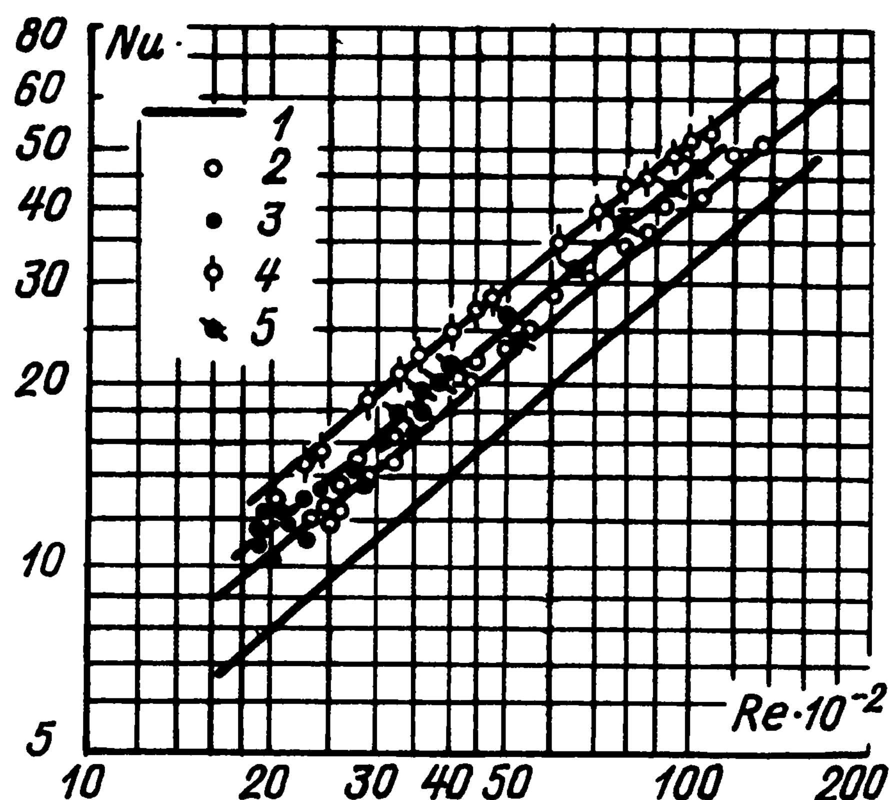


Рис. 3.16. Сравнение результатов исследования теплообмена в набивках РВП в лабораторных и промышленных условиях

1 – гладкий щелевой канал; *2* – набивка с гладким дистанционным листом; *3* – результаты промышленных испытаний; *4* – набивка с волнистым дистанционным листом; *5* – прерывистые треугольные каналы

ности не позволяет использовать изолированный канал, как это возможно, например, при исследовании волнистых каналов.

При применении метода регулярного режима или нестационарного нагрева для определения теплоотдачи различных РВП согласно [68] должны выполняться следующие допущения:

1. Внутреннее термическое сопротивление элементов набивки должно быть пренебрежимо мало по сравнению с внешним термическим сопротивлением теплоотдачи.

2. Расход газа должен быть равномерен по набивке.

3. Продольная теплопроводность набивки должна быть мала по сравнению с конвективным переносом теплоты. В этом случае дифференциальные уравнения, определяющие процесс нагрева набивки, записываются в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial \theta_{\text{ст}}}{\partial Z} = \theta - \theta_{\text{ст}};$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = \theta_{\text{ст}} - \theta,$$

где $\theta_{\text{ст}} = (t_{\text{ст}} - t_{\text{н}})/(t_0 - t_{\text{н}})$ – безразмерная температура элементов набивки; $\theta = (t - t_{\text{н}})/(t_0 - t_{\text{н}})$ – безразмерная температура газа; t_0 – постоянная температура газа на входе в набивку; $t_{\text{н}}$ – постоянная начальная температура набивки; $Z = aS\tau/(cP)$ – безразмерное время; $Y = \alpha S/(c_pG)$ – безразмерный коэффициент теплоотдачи; $aS/(cP)$ – комплекс, равный темпу нагрева элементов набивки в регулярном режиме; S и P – соответственно поверхность теплообмена и масса набивки; G – массовый расход газа, кг/с.

В результате решения уравнения получим выражение для Y. Как показано в [68], при $Y > 2$ $Y = 0{,}38 + 4\pi(m\tau_1)^2$ и для определения критерия Y достаточно графически найти тангенс угла наклона m касательной к температурной кривой газа на выходе из набивки в точке, где $\theta = \theta_1$. Коэффициент теплоотдачи $\alpha = \dfrac{c_pG}{S}Y$.

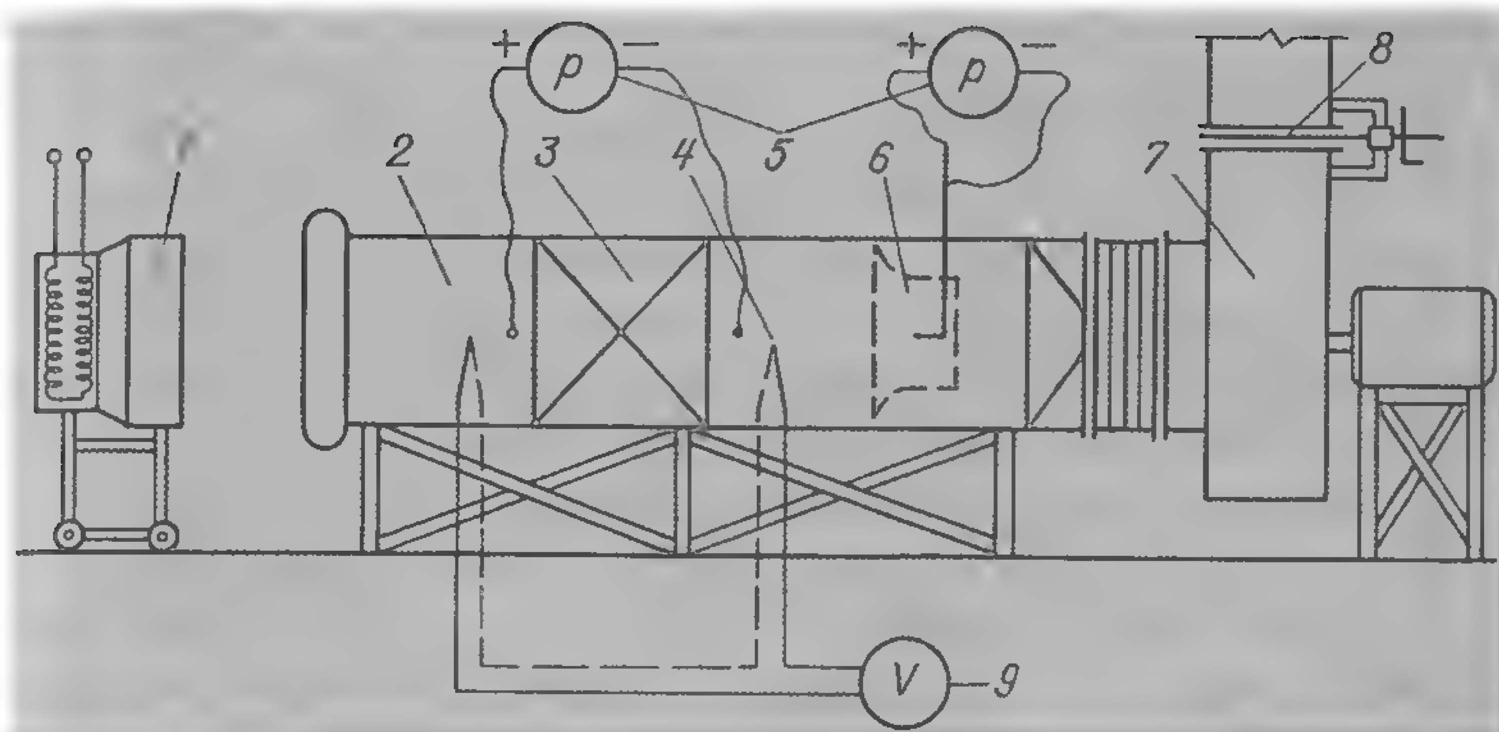


Рис. 3.17. Схема лабораторного стенда ВТИ для исследования набивки РВП
1 – электронагреватель; *2* – аэродинамическая труба; *3* – рабочий участок; *4* – дифференциальные термопары; *5* – микроманометр; *6* – расходомерное сопло; *7* – вентилятор; *8* – регулирующий шибер; *9* – вольтметр

Согласно [68] и при $Y > 4 \div 5$ следует применять формулу $Y = 0{,}38 + 4\pi(m\tau_1)^2$; при $Y = 1 \div 3$ удобнее построить температурную кривую в полулогарифмических координатах и, определив M вблизи рабочей точки, находить Y по формуле $Y = 2{,}5\,(M\tau_1)^2$.

При $Y < 1$ можно пользоваться формулой

$$Y = \frac{M\tau_1}{1 - 0{,}5M\tau_1}.$$

Здесь тангенс угла прямой равен темпу нагрева газа

$$M = -\frac{\partial \ln(1-\theta)}{\partial \tau} = \frac{1}{1-\theta_1}\left(\frac{\partial\theta}{\partial\tau}\right)_1 = \frac{m}{1-\theta_1}.$$

Схема стенда ВТИ для исследования набивок РВП нестационарным методом показана на рис. 3.17. Стенд выполнен по типу разомкнутой аэродинамической трубы *2*, изготовленной из дерева, сечением 270 X 250 мм, подсоединенной к всасывающей линии вентилятора *7*. Расход воздуха регулируется шибером *8* и определяется по показанию трубки Прандтля, установленной в сопле *6*, сечением 100 X 100 мм. Воздух нагревался электрическим нагревателем *1* с регулируемой мощностью, причем для удобства присоединения и отсоединения электронагревателя его корпус устанавливался на роликах. Исследуемый пакет набивки помещался в рабочий участок трубы через специальное окно. Температурный перепад в пакете набивки измерялся дифференциальными хромель-копелевыми термопарами с диаметром проволоки 0,2 мм. Для непрерывной регистрации перепада температур в пакете использовались потенциометр ЭПП-09 и универсальный вольтметр Щ6803 с печатающим устройством Щ68000К. Исследование теплообмена проводилось следующим образом. Пакет набивки помещался в рабочий участок аэродинамической трубы через монтажное окно, которое затем уплотнялось. На стенде посредством

шибера устанавливался требуемый расход воздуха, а затем к аэродинамической трубе присоединялся электронагреватель, который подогревал воздух до температуры 60–70 °С. По достижении равномерного прогрева пакета включались регистрирующие приборы, быстро отсоединялся электронагреватель и пакет обдувался холодным воздухом. Перепад температур потока воздуха между входом и выходом из пакета регистрировался указанными приборами. Параллельная работа двух приборов различной конструкции обеспечивала повышение надежности результатов. Разница в определении темпа охлаждения двумя указанными методами составляла не более 5%. Экспериментальные кривые изменения температурного перепада в пакете набивки обрабатывались в полулогарифмических координатах $\ln(t_0 - t_н)$, τ вблизи рабочей точки, которая определялась из условия достижения равенства теплосодержаний потока воздуха и пакета набивки. Время от момента отключения электронагревателя до момента достижения рабочей точки находится из соотношения

$$\tau_р = \frac{c_н P}{cG},$$

где $c_н$, c – удельные теплоемкости материала набивки и воздуха; p – масса пакета набивки, кг; G – часовой расход воздуха, кг/ч.

Темп нагрева воздуха определялся по формуле $M = \dfrac{\ln\theta_1 - \ln\theta_2}{\tau_2 - \tau_1}$,

где θ_1 – избыточная температура воздуха по отношению к температуре холодного воздуха в момент времени τ_1; θ_2 – избыточная температура в момент времени τ_2.

Безразмерный коэффициент теплоотдачи определялся по формуле $Y = \dfrac{M\tau_р}{1 - 0{,}5M\tau_р}$, а средний по поверхности коэффициент теплоотдачи – по формуле $\alpha = YcG/S$.

Для набивок из низкотеплопроводных материалов (например, из керамики) рассмотренный выше метод нестационарного режима может дать погрешности, так как строго не соблюдаются условия, что термическое сопротивление равно нулю поперек набивки и равно бесконечности по направлению потока газа. Кроме того, на таком стенде возможно исследование чистых потоков. Оригинальный полупромышленный стенд, основанный на методике нестационарного теплообмена, был разработан Р. А. Петросяном и В. Н. Мальцевым (рис. 3.18).

Стенд выполнен в виде шунта котельного агрегата. Движение дымовых газов и воздуха осуществляется за счет разрежения, создаваемого дымососом котла. Рабочий участок представляет собой короб, в который помещается исследуемая набивка. Снаружи короб и подводящие трубопроводы покрыты изоляцией толщиной 60 мм, газоходы и воздуховоды выполнены из труб диаметром 300 мм. Дымовые газы забираются из газохода перед РВП, а воздух – котельного отделения. На входном участке воздуховода установлено два паровых калорифера 5 для подогрева

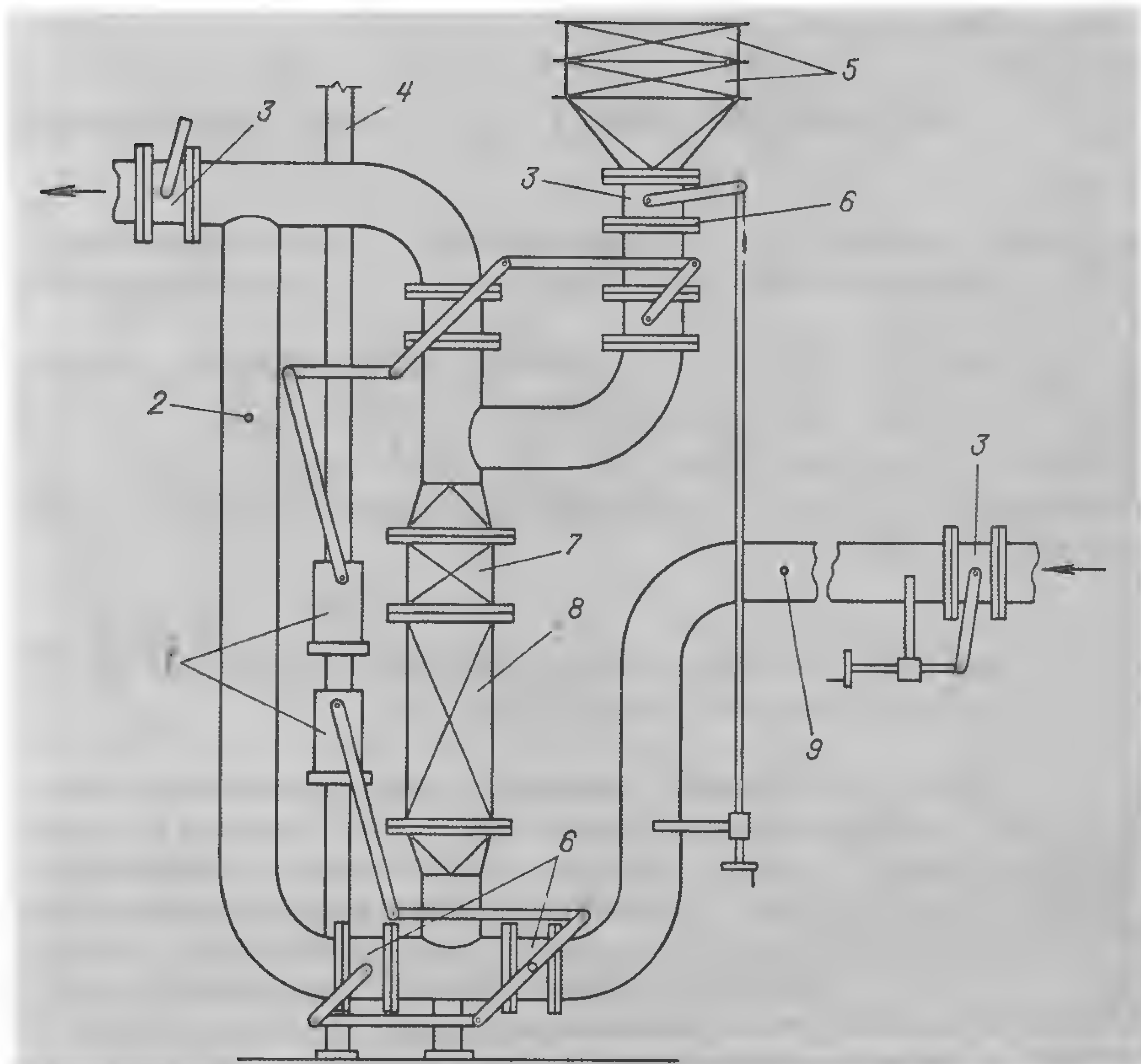


Рис. 3.18. Схема полупромышленного стенда ВТИ для исследования набивок РВП
1 – исполнительные механизмы; *2, 9* – точки замера динамического напора дымовых газов и воздуха; *3* – отключающие шиберы; *4* – металлическая колонка; *5* – паровые калориферы; *6* – переключающие шиберы; *7* – короб с интенсифицированной керамической набивкой; *8* – короб с интенсифицированной металлической набивкой

холодного воздуха. Сбрасываются дымовые газы и воздух в газоход перед дымососом. Дымовые газы забираются из газохода перед РПВ, а воздух – из котельного отделения. На входном участке воздуховода установлено два паровых калорифера *5* для подогрева холодного воздуха. Нагрев набивки, таким образом, производится дымовыми газами, а охлаждение – воздухом.

Смена потоков греющей и охлаждающей сред осуществлялась с помощью отключающих шиберов *3*. Термопары устанавливались в трех сечениях короба: между керамической и металлической набивками и на концах короба.

В каждом сечении определялись поля температур по 35 точкам как по газу, так и по воздуху. Коэффициент теплопередачи определялся по формуле

$$k_{оп} = \frac{Q_г + Q_в}{2 \Delta t S},$$

где $Q_г$ – теплота, отданная газами; $Q_в$ – теплота, воспринимаемая воздухом; $Q_г = \frac{V_г}{2}(c'_г T' - c_г T'')$; $Q_в = \frac{V_в}{2}(c''_в t'' - c'_в t')$; S – площадь поверхности набивки; Δt – логарифмический температурный напор; $V_г$, $V_в$ – объемные расходы газов и воздуха; T', T'' – температуры газов на входе и выходе.

Рассмотренные стенды, использующие нестационарную методику теплообмена, могут быть использованы для исследования не только набивок РВП, но и различных поверхностей нагрева. Отметим, что сравнительные исследования металлических набивок стационарными и нестационарными методами показали полное совпадение полученных зависимостей $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re})$.

3.6. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В МЕМБРАННЫХ ЭКОНОМАЙЗЕРАХ

Здесь целесообразно использовать метод постоянного теплового потока. Экспериментальная установка (рис. 3.19) состояла из прямоугольного канала, к стенкам которого приклеивались полуцилиндры. В качестве нагревательного элемента использовались ленты, изготовленные из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм, приклеиваемые к стенке модели эпоксидным клеем. Измерение температуры по длине ленты проводилось с помощью привариваемых к ней 30 хромель-копелевых термопар с диаметром проволоки 0,2 мм. Измерение локальной температуры потока по длине экспериментального участка осуществлялось пятью хромель-копелевыми термопарами с диаметром 0,2 мм, устанавливаемыми по оси потока. Потери теплоты в стенке модели и в результате излучения определялись в зависимости от разности $T_i - T_{ст}$ на основании тарировочных опытов, проводившихся в условиях естественной конвек-

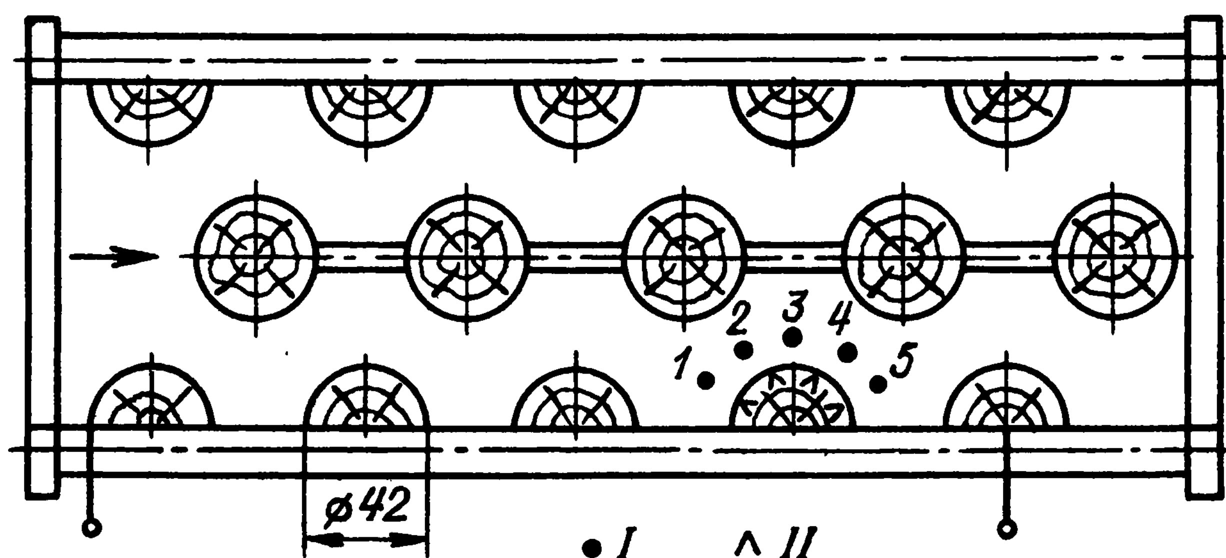


Рис. 3.19. Схема стенда для исследования конвективного теплообмена в мембранных экономайзерах

I – точки измерения температуры потока; *II* – точки измерения температуры стенки

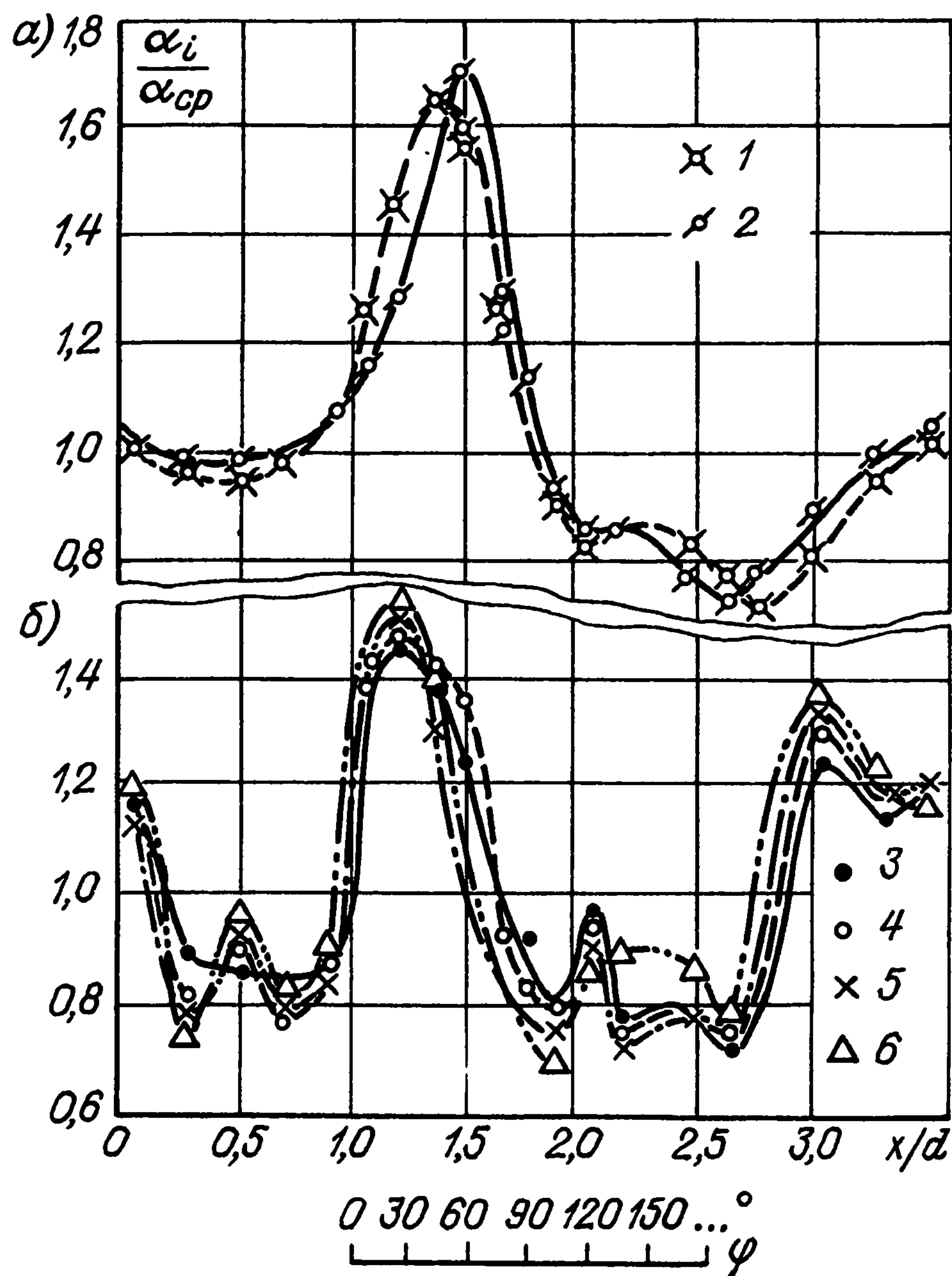


Рис. 3.20. Эпюры коэффициентов теплоотдачи в мембранных экономайзерах: *а* – коридорное расположение; *б* – шахматное расположение

1 – $\bar{s}_1$ = 3,05; $\bar{s}_2$ = 3,02; *2* – $\bar{s}_1$ = 3,05; $\bar{s}_2$ = 1,51; *3* – $\bar{s}_1$ = 3,05; $\bar{s}_2$ = 1,51; *4* – $\bar{s}_1$ = = 2,57; $\bar{s}_2$ = 1,51; *5* – $\bar{s}_1$ = = 2,17; $\bar{s}_2$ = 1,51; $\bar{s}_1$ = 2,0; $\bar{s}_2$ = 1,51

ции. В пучках с шахматным расположением исследовались трубы 7-го ряда, а в пучках с коридорным расположением – трубы 5-го ряда, так как в этих случаях наблюдается стабилизация теплообмена.

Локальный коэффициент теплоотдачи определялся по формуле

$$\alpha_i = \frac{\frac{UI}{F} + \lambda\delta\frac{d^2T}{dx^2} - q_п}{T_i - T_\infty},$$

где U – падение напряжения на ленте; I – сила тока; F – площадь поверхности ленты, обогреваемая электрическим током; λ – теплопроводность ленты; δ – толщина ленты; T_i – температура ленты в месте измерения; x – координата вдоль ленты; $q_п$ – потери теплового потока сквозь наружную стенку и путем излучения, определяемые в тарировочных опытах, Вт/м^2; T_∞ – температура потока на внешней границе пограничного слоя, К.

Средний по поверхности коэффициент теплоотдачи рассчитывался по формуле

$$\alpha_{ср} = \frac{1}{L}\int\limits_{(L)} \alpha_i dL.$$

Примеры полученных эпюр коэффициентов теплоотдачи показаны на рис. 3.20. Анализ закономерностей теплоотдачи в этом случае проведен в [69].

При эксплуатации котельных поверхностей нагрева они покрываются слоем отложений, который значительно снижает их тепловую эффективность. Коэффициенты использования экономайзерных поверхностей достигают 0,6, т. е. 40% поверхности исключается из процесса теплообмена. Вопросы моделирования отложений рассмотрены в следующем параграфе.

3.7. МОДЕЛИРОВАНИЕ СЫПУЧИХ ОТЛОЖЕНИЙ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОМЫВАНИИ ТРУБЧАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

При длительной эксплуатации все теплообменные пучки загрязняются. Даже пучки, обдуваемые воздухом, вследствие его запыленности покрываются небольшим налетом отложений. В ряде случаев термическое сопротивление отложений снижает теплообъем на 50%. Если для гладкотрубных пучков характер этих отложений и поправки, учитывающие их термическое сопротивление, в значительной степени исследованы, то для оребренных пучков этот вопрос исследован крайне недостаточно. Осажденее золы на поверхность нагрева происходит главным образом под действием сил инерции и термофореза. Инерционные силы проявляются в результате участия частиц как в общем, так и в пульсационном движении газа.

На стенке в слое отложений частицы удерживаются силами адгезии и аутогезии, включающими в себя электрическое, кулоновское, капиллярное, когезионное и молекулярное взаимодействия. То или иное воздействие проявляется в зависимости от внешних условий.

Капиллярное взаимодействие проявляется при наличии влаги, а когезионное – при наличии высоких температур. При загрязнении котельных конвективных поверхностей нагрева преобладают молекулярные, капиллярные и когезионные силы, а отложения делятся на сыпучие, рыхлые и плотные. В сыпучих отложениях не протекают химические реакции, не проявляются капиллярные силы адгезии и отсутствуют липкие компоненты. Такие отложения образуются при сжигании экибастузского, подмосковного, кузнецких и некоторых других углей. При обтекании пучков труб сыпучие отложения образуются в районах передней и задней критических точек (в виде конусов отложений). Фракционный состав золы показывает, что эти отложения состоят из золы тонких фракций. Рост отложений прекращается, когда эффект нарастания слоя отложений уравновешивается изнашивающим воздействием золы. Отличительным свойством сыпучих отложений является их способность к стабилизации.

Анализ изложенных факторов свидетельствует о том, что моделирование процессов загрязнения пучков возможно только для условий сыпучих отложений, где не происходит химических реакций, процессов шлакования и образования плотных компонентов. В других случаях необходимо полностью воспроизводить процесс подготовки золы, температурные условия, химический состав, режимные факторы. Лучшей моделью в этих случаях будет действующий котел или шунтовой канал в газоходах котла. Для условий образования низкотемпературных сыпучих отложений возможно стендовое исследование, так как формирование сыпучих отложений определяется процессом оседания золовых частиц и процессом абразивного износа слоя под действием более крупных частиц.

Такое стендовое исследование для оребренных экономайзерных пучков труб выполнено А. А. Портянко [74]. Стендовая установка в этих опытах представляла собой прямоугольный вертикальный канал сечением 200 X 400 мм, в котором воспроизводилось опускное движение запыленного воздуха. Ввод золы осуще-

ствлялся на расстоянии 3000 мм от пучка (под ним), что обеспечивало равномерное распределение золы по сечению пучка. Заданная концентрация золы обеспечивалась шнековым пылепитателем, производительность которого была тарирована по его частоте вращения. В опытах применялась зола кузнецкого угля, отбираемого из-под батарейных циклонов Барнаульской ТЭЦ-1. При испытаниях измерялась температура на входе и выходе, расход воздуха, температура стенок, электрическая мощность нагревателя, гидравлическое сопротивление пучка. При моделировании применялся метод полного теплового моделирования, для чего во всех трубках устанавливались электронагреватели. Температура стенки была 150–200 °С. Размер частиц золы был в пределах 2,5–330 мкм. По дисперсному составу превалировали частицы мелких фракций.

Коэффициент загрязнения поперечно-оребренных пучков определялся как разность термических сопротивлений загрязненной и чистой поверхности

$$\epsilon = \frac{1}{\alpha'_{1пр}} - \frac{1}{\alpha_{1пр}},$$

где $\alpha'_{1пр}$ и $\alpha_{1пр}$ – приведенные коэффициенты теплоотдачи загрязненной и чистой поверхности. Исследовались шахматные и оребренные пучки с диаметром несущей трубы 22–32 мм, высотой ребер 3,5–10 мм, шагом 5–10 мм и толщиной их 1 мм.

В опытах установлено, что наибольший коэффициент осаждения (отношение массовой доли частиц заданного размера в отложениях к их доле в исходной золе) имеют частицы размером 2,5–10,8 мкм, поэтому за характеристику крупности золы принят остаток на сите с ячейкой 10 мкм. Утонение золы привело к росту загрязнений. Анализ показывает, что влияние размера золовых частиц на коэффициент загрязнений для гладких и оребренных пучков примерно одинаково. Установлено, что коэффициенты загрязнения коридорных пучков значительно выше, чем шахматных. Однако при скоростях более 9–12 м/с различие уменьшается. Исследование динамики роста сыпучих отложений со временем показало, что основная масса загрязняющего слоя образуется за 2–4 часа с начала работы на запыленном потоке. Время стабилизации отложений определяется скоростью потока, геометрией пучка, концентрацией золы, ее крупностью. В зависимости от этих факторов время стабилизации колеблется в пределах 2–20 ч. В итоге исследования получена следующая формула для коэффициента загрязнения:

$$\epsilon_{лаб} = \epsilon_0 c_з c_{фр} c_z c_\psi c_d,$$

где ϵ_0 – исходный коэффициент загрязнения, зависящий от скорости омывания и относительного продольного шага труб; $c_з$ – поправочный коэффициент, учитывающий влияние относительного поперечного шага труб; $c_{фр}$ учитывает влияние дисперсности золы, а c_z – влияние числа поперечных рядов; c_ψ учитывает влияние коэффициента оребрения и угла навивки, а c_d – влияние диаметра труб.

На стенде отработана также система очистки. Исследования указанных оребренных пучков в составе экономайзера котла ПК-14-2 при температуре газа на входе $\vartheta_г = 578$ °С показало совпадение коэффициентов загрязнений с учетом поправок на реальные условия. Таким образом, подтверждена возможность моделирования сыпучих отложений на по-

верхностях нагрева с точки зрения оптимизации конструкции пучков, разработки средств очистки и получения рекомендаций по расчету теплообмена с учетом влияния загрязнений.

Условиями моделирования является равенство скоростей, температуры стенки, идентичность дисперсного и химического состава золы, геометрии пучка. Время образования стабилизированного слоя зоны не превышает 20 ч, число рядов – не менее 20. Поправка на реальные условия оказалась равной $\Delta\epsilon = \epsilon - \epsilon_{лаб} = 0{,}0015$ м$^2 \cdot$К/Вт (для температуры газов на входе $T' > 400\,°C$), что составляет 20–30% $\epsilon_{лаб}$. Отметим, что погрешность определения ϵ составляет 15–20%.

3.8. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРУБЧАТЫХ КОТЕЛЬНЫХ ВОЗДУХОПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ

Современные трубчатые воздухоподогреватели потребляют большое количество металла. Так, масса котельного воздухоподогревателя для блока мощностью 800 МВт составляет 2000 т. Даже небольшое увеличение коэффициента теплопередачи позволит сэкономить большое количество металла. Разработка и исследование методов интенсификации теплообмена внутри труб воздухоподогревателей (где термическое сопротивление наибольшее) проводится в лабораторных условиях, причем достаточно исследовать одиночную трубу. Процесс теплообмена в воздухоподогревателе приближенно происходит по закону $q = \text{const}$. Однако при турбулентном движении закон изменения температуры стенки по длине слабо влияет на результат при отнесении теплового потока к среднелогарифмической разности температур. Указанные исследования проще проводить для условий $t_{ст} = \text{const}$. На этом принципе основана установка, использованная автором при исследовании методов интенсификации теплообмена в воздухоподогревателях (рис. 3.21).

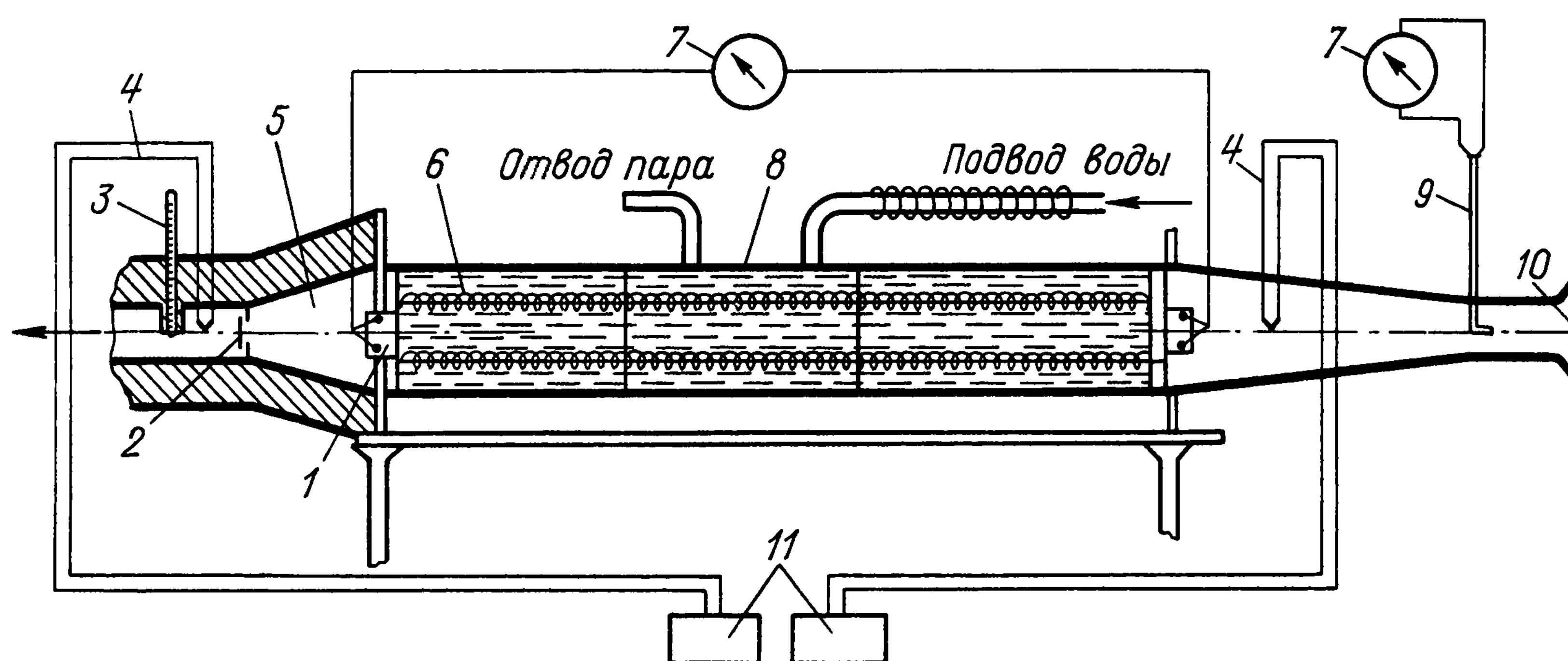


Рис. 3.21. Схема экспериментальной установки для исследования методов интенсификации теплообмена в трубчатых воздухоподогревателях

1 – измерительная трубка; *2* – смеситель; *3* – термометр; *4* – термопары; *5* – конфузор; *6* – электронагреватель; *7* – микроманометр; *8* – кожух; *9* – трубка Прандтля; *10* – сопло; *11* – потенциометр

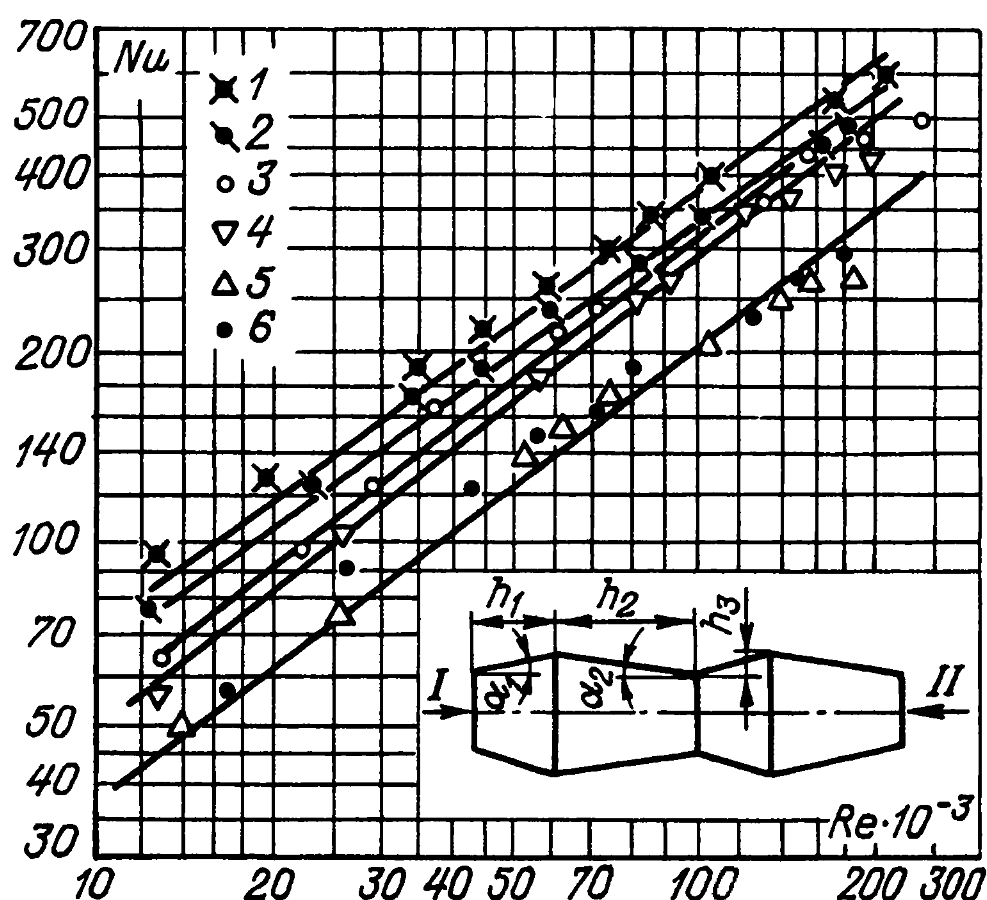


Рис. 3.22. Теплообмен в трубах типа конфузор–диффузор в воздушном потоке

1 – $h_з = 2$; $h_з/d_э = 0{,}113$; $d_э = 17{,}7$; $h_1 = 8{,}5$; $h_2 = 15{,}2$; $\alpha_1 = 13°$; $\alpha_2 = 7{,}5°$; направление потока I; *2* – то же, что и *1*, на направлении II; *3* – $h_з = 1$; $h_з/d_э = 0{,}063$; $d_э = 15{,}8$; $h_1 = 8{,}5$; $h_2 = 15$; $\alpha_1 = 6{,}6°$; $\alpha_2 = 3{,}7°$; направление потока I; *4* – то же, что и *3*, на направлении II; *5* – $h_з = 0{,}5$; $d_э = 19{,}2$; $h_з/d_э = 0{,}026$; $h_1 = 8{,}5$; $h_2 = 15$; $\alpha_1 = 3{,}4°$; $\alpha_2 = 1{,}9°$; направление потока I; *6* – то же, что и *5*, на направлении потока II

Исследуемая труба помещается в круглый кожух, внутри которого находится кипящая вода. Состояние кипения поддерживается электронагревателем, исследуемая трубка впаивается в тонкостенные мембраны, которые крепятся на фланцах кожуха и служат компенсаторами температурных деформаций. В опытах измеряется температура воздуха до и после трубки и его расход. Коэффициенты теплоотдачи определяются на основании обычных балансовых соотношений. На рис. 3.22 и 3.23 показаны результаты исследования труб типа конфузор–диффузор, характеризующие их высокую эффективность.

Как правило, внутри труб воздухоподогревателей движутся дымовые газы, а воздух проходит через перепускные короба и обтекает трубные пучки. В части трубок наблюдается поперечное обтекание, а в части – смешанное. Практика эксплуатации воздухоподогревателей выявила заметное отрицательное влияние шунтовых перетоков воздуха через межкубовые уплотнения и промежуточные трубные доски, а также скоростной неравномерности в трубном пучке, являющейся следствием поворота воздуха в перепускных каналах на 180° между ходами.

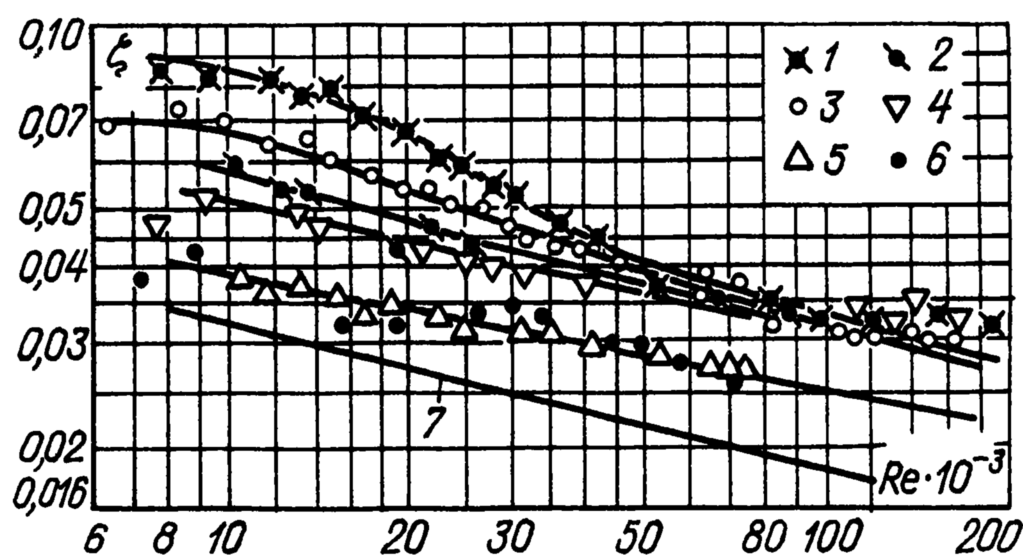


Рис. 3.23. Гидравлическое сопротивление в трубах типа конфузор–диффузор в воздушном потоке

Обозначения те же, что на рис. 3.22 (*7* – гладкая труба)

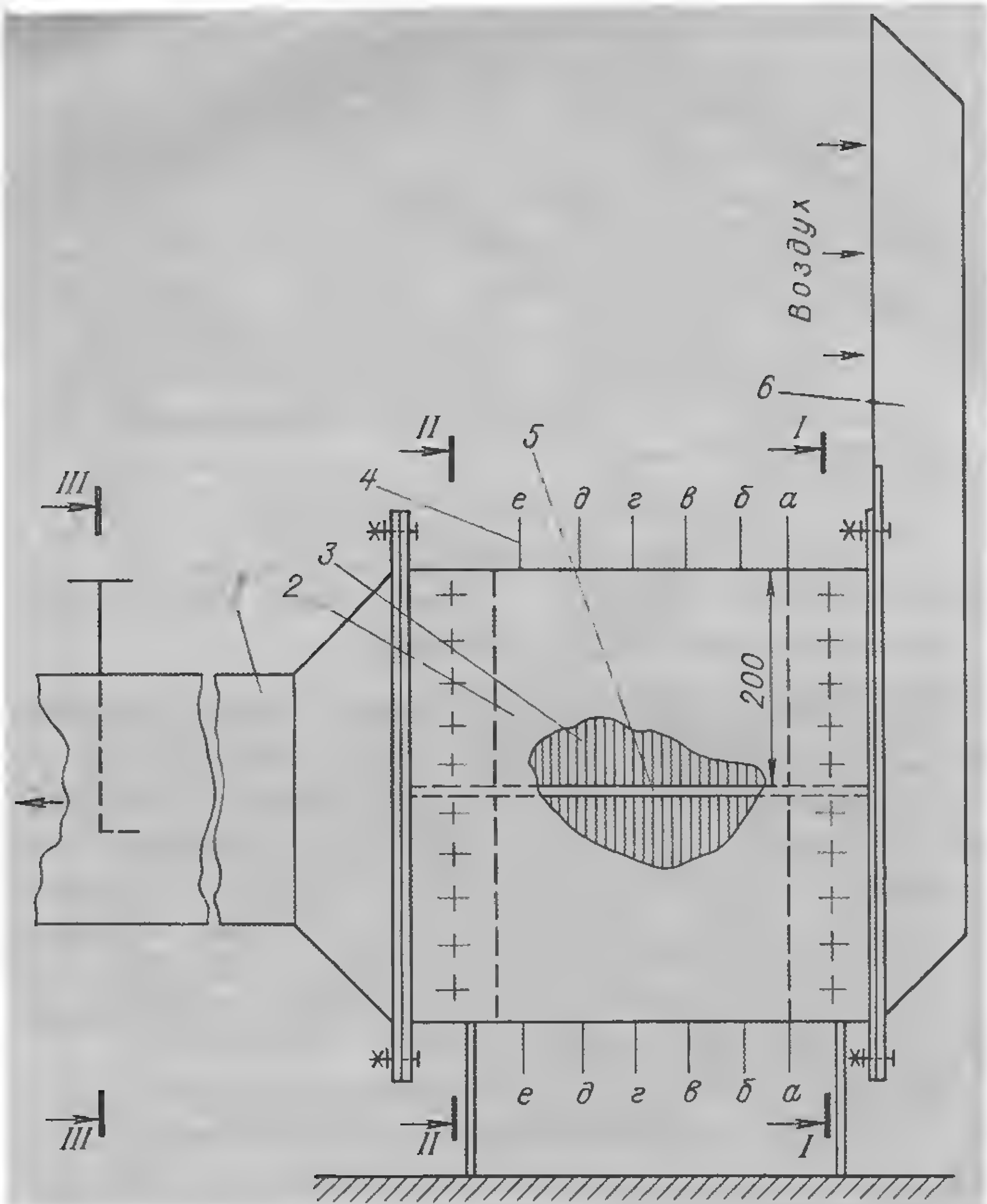


Рис. 3.24. Схема стенда для исследования кубов воздухоподогревателей котла БКЗ-640-140

1 – отводящий короб; *2* – модель (М 1 : 8) трубного пучка; *3* – прутки диаметром 5 мм; *4* – измерительные латунные трубки диаметром 5 мм (*а* – *е*) ; *5* – подводящий короб; *6* – дистанционная трубная доска

Сечения: *I–I* – измерение поля скоростей и степени турбулентности на входе в трубный пучок; *II–II* – измерение поля скоростей на выходе из трубного пучка; *III–III* – измерение расхода; *а–l* измерение полей коэффициентов теплоотдачи по высоте трубного пучка

Указанные явления были изучены автором совместно с И. В. Житомирской на моделях кубов воздухоподогревателя котла БКЗ-640-140: модели № 1 (кубы с шагами труб $\bar{s}_1 = 1{,}5$; $\bar{s}_2 = 1{,}05$) и модели № 2 ($\bar{s}_1 = \bar{s}_2 = 2$) с разным числом рядов по глубине (65 и 80) (рис. 3.24). На входе в кубы устанавливались поворотные участки с различной степенью поджатия. На входе и выходе из модели трехканальным зондом измерялись поля скоростей и определялась степень неравномерности нормальной составляющей по формуле

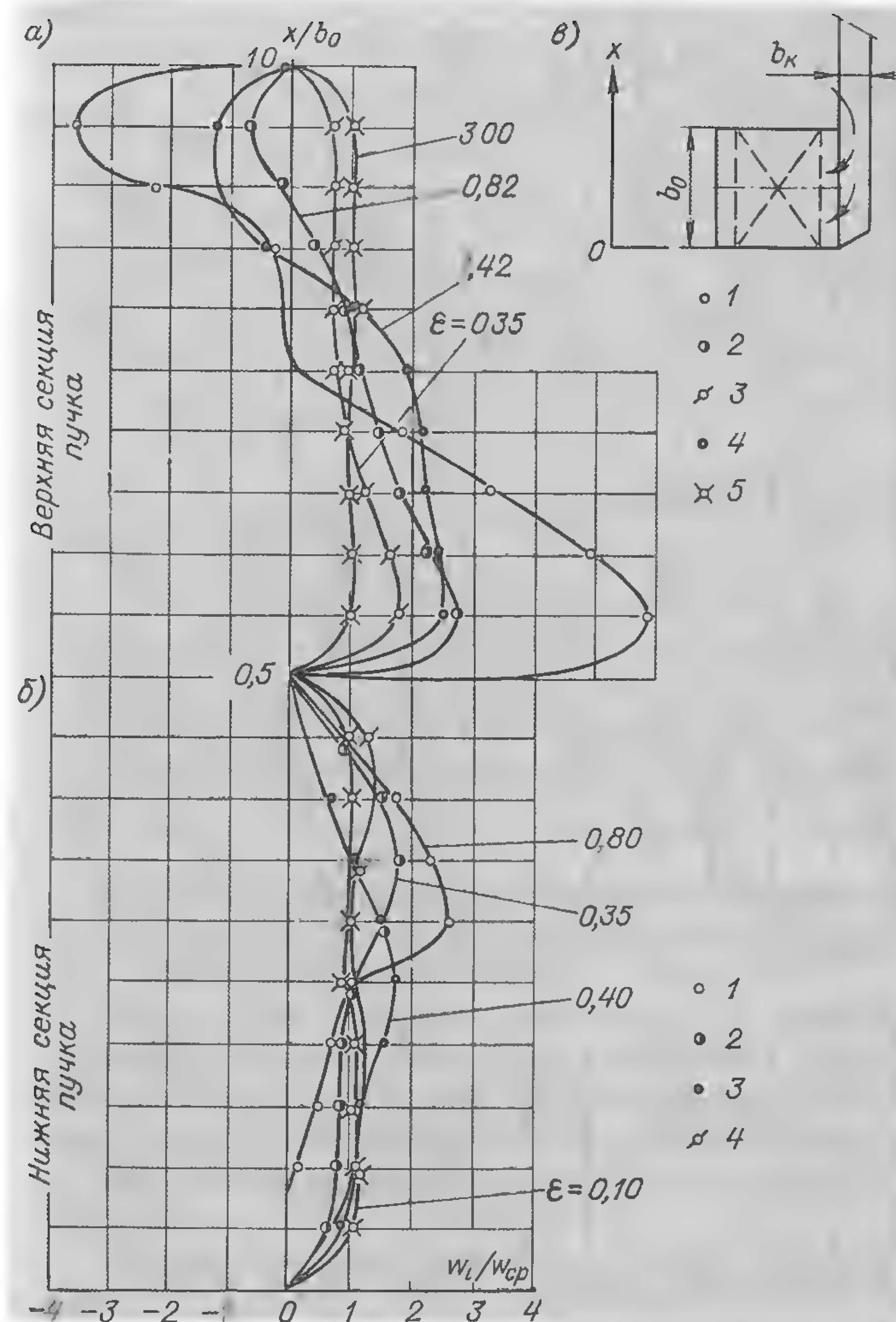


Рис. 3.25. Поля скоростей при обтекании трубных пучков воздухоподогревателя котла БКЗ-640-140

а – верхняя секция пучка

1 – короб без перегородок, b_0 = 500 мм; *2* – то же, b_0 = 1000 мм; *3* – короб без перегородок с гнутым поворотом; *4* – короб с перегородкой; b_0 = 1000 мм; *5* – короб без поворота

б – нижняя секция пучка

1 – короб без перегородок, $b_К/b_0$ = 0,156; *2* – то же, $b_К/b_0$ = 0,343; *3* – короб с перегородкой, $b_К/b_0$ = 0,313; *4* – короб с гнутыми по радиусу стенками, $b_К/b_0$ = 1,0

в – схема исследованного короба с поворотом потока на входе

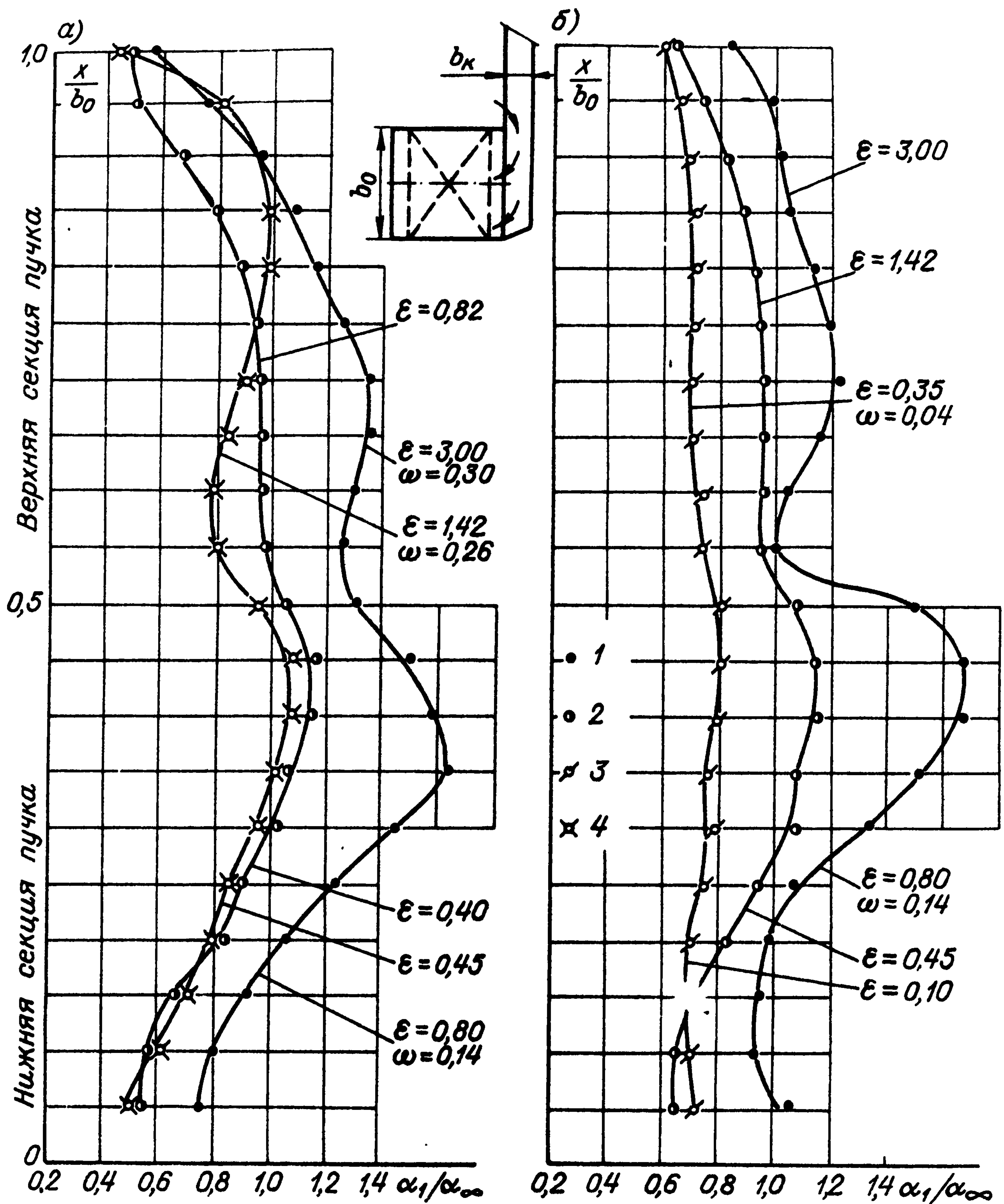


Рис. 3.26. Распределение коэффициента теплоотдачи в трубных пучках воздухоподогревателя котла БКЗ-640-140:

а – пучок с $s_1/d = 1{,}5$; $s_2/d = 1{,}05$; $t_2 = 56$; *б* – пучок с $s_1/d = s_2/d = 2$; $t_2 = 29$

1 – короб без перегородки, $b_К/b_0 = 0{,}156$; *2* – то же, $b_К/b_0 = 0{,}313$; *3* – короб с гнутыми по радиусу стенками, $b_К/b_0 = 1$; *4* – короб с перегородкой, $b_К/b_0 = 0{,}13$

$$\epsilon_н = \frac{1}{h}\int_0^h \left|\frac{w_н - \bar{w}_н}{\bar{w}_н}\right| dx,$$

где $\bar{w}_н$ – средняя нормальная скорость в сечении; $w_н$ – нормальная составляющая вектора скорости; h – высота хода.

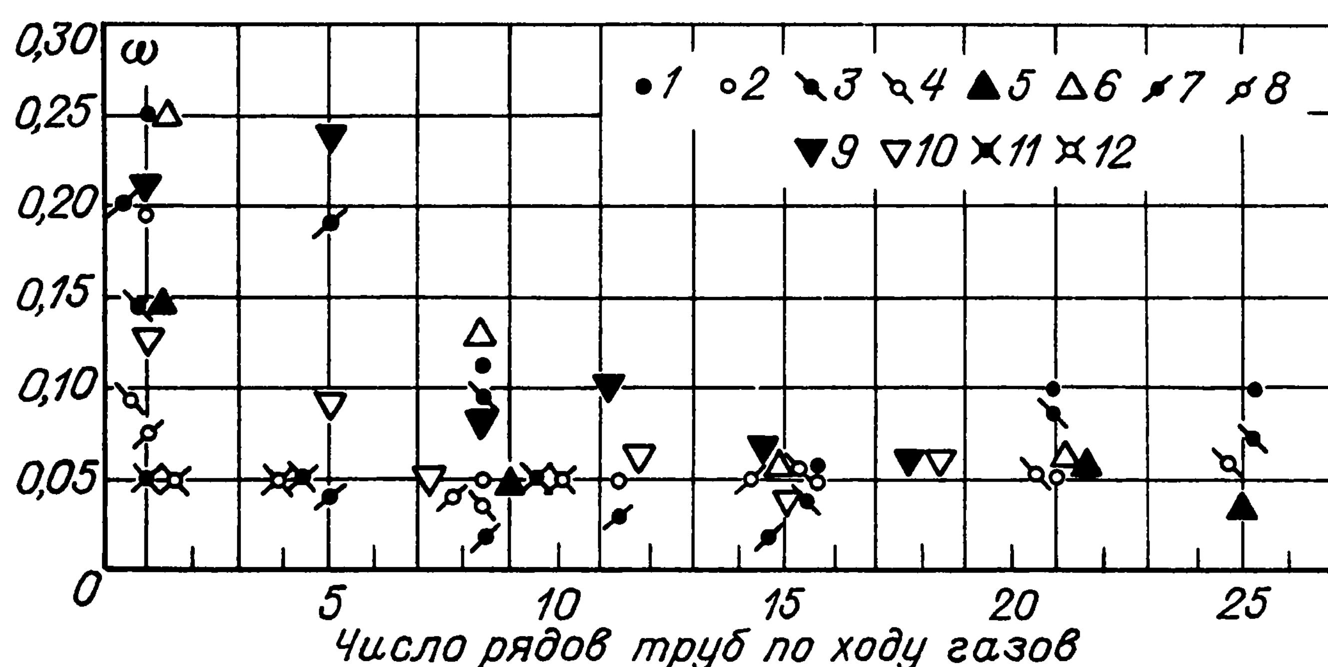


Рис. 3.27. Затухание тепловой неравномерности по глубине пучка воздухоподогревателя котла БКЗ-640-140

Пучок $s_1/d = 1{,}5$; $s_2/d = 1{,}05$;

1 – короб с $b_К/b_0 = 0{,}313$ без перегородки, верх; *2* – то же, низ; *3* – короб с $b_К/b_0 = 0{,}313$ с перегородкой, верх; *4* – то же, низ; *5* – короб с $b_К/b_0 = 0{,}156$ без перегородки, верх; *6* – то же, низ

Пучок $s_1/d = s_2/d = 2$

7 – короб с $b_К/b_0 = 0{,}313$ без перегородки, верх; *8* – то же, низ; *9* – короб с $b_К/b_0 = 0{,}156$ без перегородки, верх; *10* – то же, низ; *11* – гнутый короб с $b_К/b_0 = 1$, верх; *12* – то же, низ

Важным вопросом является эффект затухания скоростной неравномерности по глубине пучка, что определяет влияние ее на теплообмен и гидравлическое сопротивление.

На рис. 3.25 показаны поля скоростей на входе в трубный пучок по высоте в среднем сечении и на выходе. Как видно из графиков, неравномерность скоростей перед трубным пучком сильно зависит от формы поворотного короба. На выходе из пучка практически для всех вариантов входной неравномерности выходная неравномерность постоянна, и поток на выходе полностью выравнивается.

Для определения затухания тепловой неравномерности по рядам пучка ее затухание было определено методом локального теплового моделирования. Для этого в моделях № 1 и № 2 были установлены калориметрические трубки в рядах 1, 9, 17, 25, 31, 39, 47, 55 (в модели 1) и в рядах 1, 5, 9, 13, 21, 25, 29 (в модели 2). Каждая трубка нагревалась электрическим током, внутрь трубок пропускались термопары, которые измеряли температуру стенки по длине трубок. Тепловой поток определялся по показаниям амперметра и вольтметра, включенных в электрическую цепь. Коэффициент теплоотдачи определялся по формуле

$$\alpha = \frac{Q}{t_{ст} - t_{пот}}.$$

Распределение коэффициентов теплоотдачи показано на рис. 3.26. На основании этих полей проведено определение $\alpha_{ср}$ в каждом ряду, а также подсчитана тепловая неравномерность по формуле

$$\omega = \frac{\int_0^h |\alpha - \alpha_{\text{ср}}| dx}{h \alpha_{\text{ср}}}.$$

На рис. 3.27 приведены данные по затуханию тепловой неравномерности по глубине пучка. Прежде всего следует сказать, что сама тепловая неравномерность даже в первых рядах незначительна. При большой входной скоростной неравномерности тепловая неравномерность затухает к 10–15-му ряду, а при малой скоростной неравномерности – к 5–10-му ряду. Среднее значение α начиная с 5-го ряда не изменяется. В первых рядах средний темп теплоотдачи выше вследствие турбулентности.

Указанное исследование проводилось методом локального моделирования. Для тесных пучков применение этого метода приводит к искажению результатов. Однако поскольку погрешность при определении α и $\overline{\alpha}$ примерно одинакова, то величина $\omega \sim \alpha / \overline{\alpha}$ определяется точно.

Совершенствование трубчатых котельных воздухоохладителей на моделях позволяет заметно повысить их эффективность.

3.9. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА В ЭКРАННЫХ ТРУБАХ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ

При движении пароводяных смесей в трубах, и в частности с изменением агрегатного состояния, определяющими критериями являются [46]

$$\text{k} = \frac{r}{c\Delta t};\ \beta;\ \frac{w'^2}{gD};\ \frac{\gamma'}{\gamma''};\ \frac{g}{\gamma'^2}\left(\frac{\alpha}{\gamma'\gamma''}\right)^{\frac{3}{2}};\ \frac{\sigma}{(\gamma' - \gamma'')D^2};\ \frac{l}{D};\ \frac{k}{D}$$

(k – высота шероховатости, β – расходное объемное содержание).

Большое число факторов, определяющих процессы гидродинамики и теплообмена, исключают возможность прямого моделирования, и поэтому на практике эти процессы изучают при натурных условиях и геометрии поверхностей нагрева. Моделирование понимается здесь в смысле обобщения полученных опытных данных.

Примером моделирования двухфазных потоков может служить моделирование многотрубного контура (рис. 3.28), на котором изучались полезные напоры в трубах при малых скоростях воды. В этом стенде электропечи, расположенные как на подъемных, так и на опускных участках, создают необходимые условия генерации пара [46].

Расчет температурного режима парогенерирующих труб парогенераторов имеет важное значение для обеспечения надежной работы экранных труб, выбора марки стали и режима внутрикотлового процесса. В современных прямоточных котлах необходимо иметь данные по коэффициентам теплоотдачи внутри труб, частоте и амплитуде пульсаций, протяженности зоны пульсаций. Как известно, в кризисной области наблюдаются режимы ухудшенной теплоотдачи, что приводит в ряде случаев к аварий-

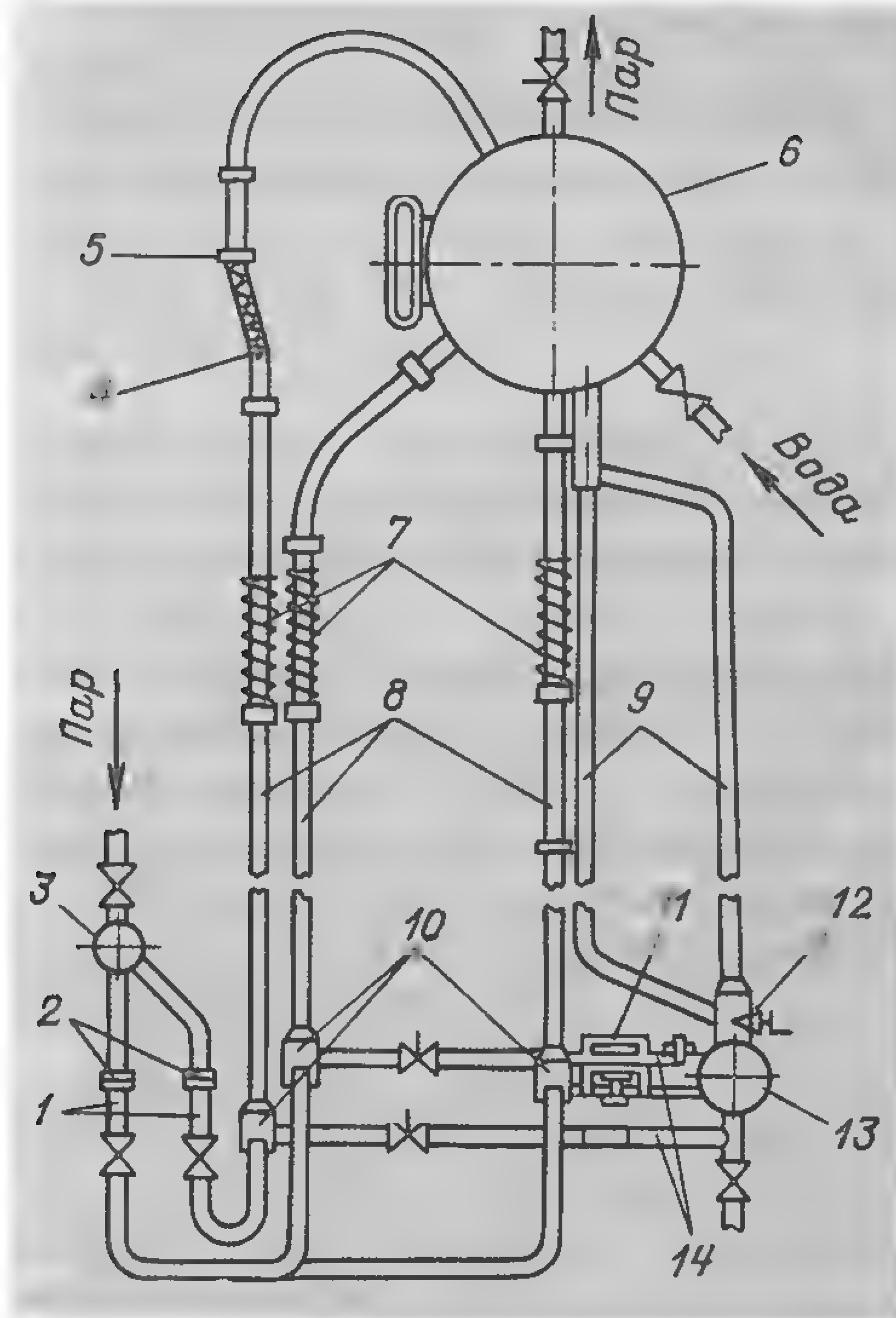


Рис. 3.28. Схема стенда с многотрубным контуром
1 – пароподводящие трубы; *2* – диафрагмы для измерения скорости пара; *3* – парораспределительный коллектор; *4* – дополнительная печь; *5* – кольцевые камеры; *6* – барабан; *7* – основные электропечи; *8* – подъемные трубы; *9* – опускные трубы; *10* – смесители; *11* – приборы для измерения скорости воды; *12* – дроссельная заслонка; *13* – водораспределительный коллектор; *14* – водоперепускные трубы

ному повреждению стенки труб. Исследование этих режимов и их предотвращение является важной задачей, которая в настоящее время не может быть решена теоретическими методами, и приходится прибегать к экспериментальным исследованиям на моделях. Как известно, кризис теплообмена (режим ухудшенной теплоотдачи) является следствием разрушения пристенного жидкого слоя, которое может произойти из-за перехода режима пузырькового кипения в режим пленочного кипения (кризис I рода), а также в результате испарения пристенной жидкой пленки и осушения теплоотдающей поверхности (кризис II рода). Осушение теплоотдающей поверхности начинается с перехода на ручейковое течение пристенной пленки, появления перемежающего сухого пятна, попеременного смачивания и осушения поверхности, что в итоге приводит к пульсации температуры поверхности. Указанные процессы подробно изучаются в настоящее время на модельных установках. При моделировании указанных явлений исходя из общих правил моделирования необходимо выдержать геометрию трубы (процесс можно изучать на отдельной трубе), режимные параметры парогазовой среды: $w\gamma$, x, t, p, а также граничные условия – закон распределения теплового потока по длине и по периметру трубы $q = f(l, \varphi)$. Вследствие несимметричного обогрева тепловой поток по периметру реальных котлов неодинаков, и это обстоятельство необходимо учесть при моделировании. Указанные вопросы при моделировании обычно решаются на электрообогреваемых трубах.

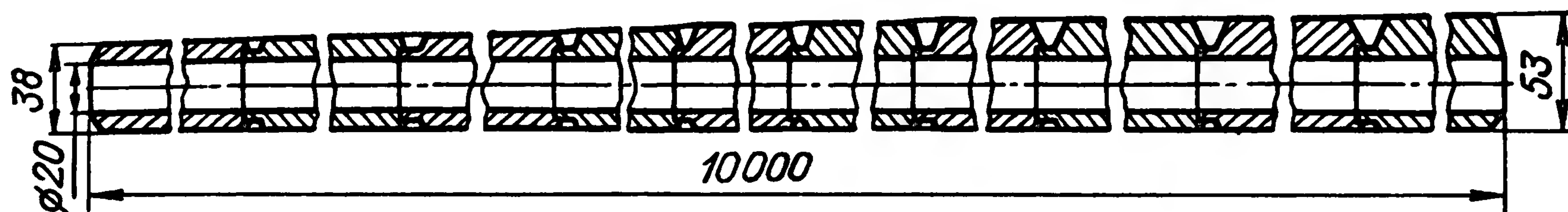


Рис. 3.29. Схема экспериментальной трубки стенда

В НПО ЦКТИ под руководством И. И. Белякова был спроектирован и изготовлен стенд, позволяющий решать указанные вопросы. В качестве рабочей среды использовалась химически обессоленная и деаэрированная вода, подаваемая из питательной системы опытного котла ПК-30 ТЭЦ ЦКТИ с температурой 100 °С и давлением 30–32 МПа. Подогрев воды осуществлялся в подогревателях № 1 и № 2 либо в смешивающем подогревателе паром с давлением $p = 25$ МПа и $t = 580$ °С от котла ПК-30. В некоторых опытах подогрев воды дополнительно производился в электрообогреваемом предвключенном участке, питаемом постоянным током. Далее пароводяная смесь через электрообогреваемый змеевик поступала в экспериментальную трубу. Рабочая среда после экспериментальной трубы охлаждалась в холодильнике № 1, а конденсат греющего пара – в холодильнике № 2. Экспериментальная трубка длиной 10 м состояла из десяти пар сваренных между собой полуметровых отрезков, сечение которых рассчитано исходя из обеспечения реальных эпюр тепловых нагрузок по высоте и периметру (рис. 3.29 и 3.30). Неравномерность обогрева по высоте обеспечивалась увеличением площади поперечного сечения каждого участка, а неравномерность по периметру – несимметричностью сечения.

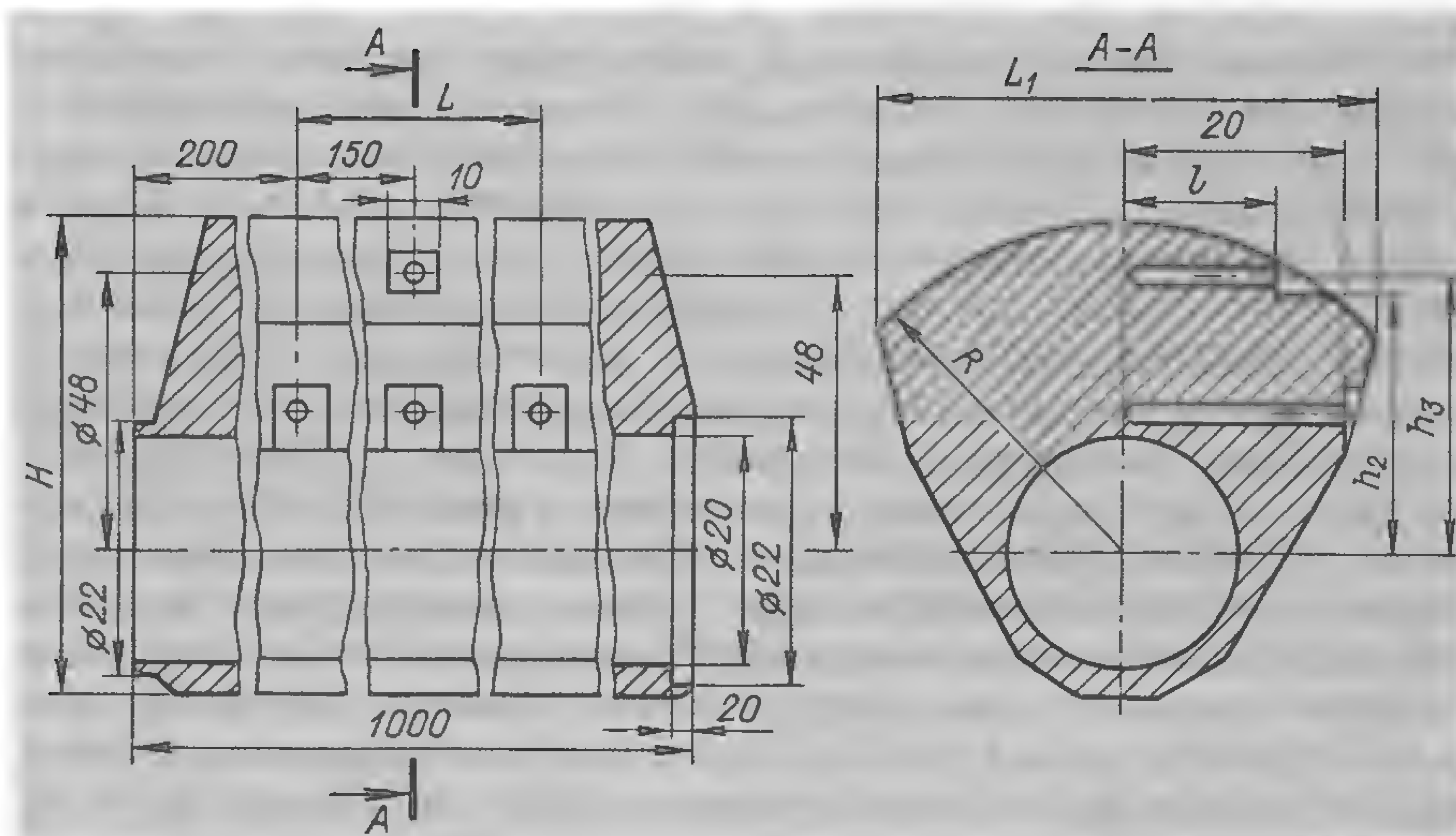


Рис. 3.30. Сечения экспериментальной трубки

Таким образом, обеспечивается идентичность граничных условий в модели и натуре. На данном стенде под руководством И. И. Белякова, в частности, проводилось исследование режимов ухудшенной теплоотдачи в экранных трубах, а также трубах с внутренним спиральным оребрением. В опытах на этой установке исследовали следующий диапазон параметров: давление 12–20 МПа, скорость 300–1000 кг/(м^2 · с), тепловая нагрузка (100–500) · 10^3 Вт/м^2.

3.10. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ПУЧКАХ ТРУБ

Целью экспериментального исследования теплообмена в пучках труб является определение локальных и средних коэффициентов теплоотдачи $\alpha = Q/(\Delta t F)$. Следовательно, при использовании стационарных методов необходимо определить тепловой поток Q/F и перепад температуры Δt между потоком и стенкой. Естественно, что средние характеристики определить проще, чем локальные. Для определения средних коэффициентов теплоотдачи применяют стационарные и нестационарные методы [70].

При исследованиях в условиях $T_п/T_{ст} < 1$ большое распространение получил электрический нагрев трубок пучка. В этом случае внутри металлической трубки (рис. 3.31) помещается электрический нагреватель, изолированный от стенок асбестовым шнуром, слоем кварцевого песка или иным изолятором. Слой изоляции не должен быть толстым, иначе температура поверхности будет низкой. Торцевые растечки тепла должны быть устранены или строго контролироваться. Для устранения тепловых перетечек устанавливают компенсирующие нагреватели с контролем температуры на стыке основного нагревателя с компенсирующим. Количество теплоты определяется по формуле $Q = 0{,}86\,IU$, средняя температура поверхности определяется путем усреднения показания термопар, зачеканенных до окружности в стенку трубы. Возможно измерять температуру в одной точке (одной термопарой) и поворотом трубы определять переменную температуру стенки в диапазоне 360° >

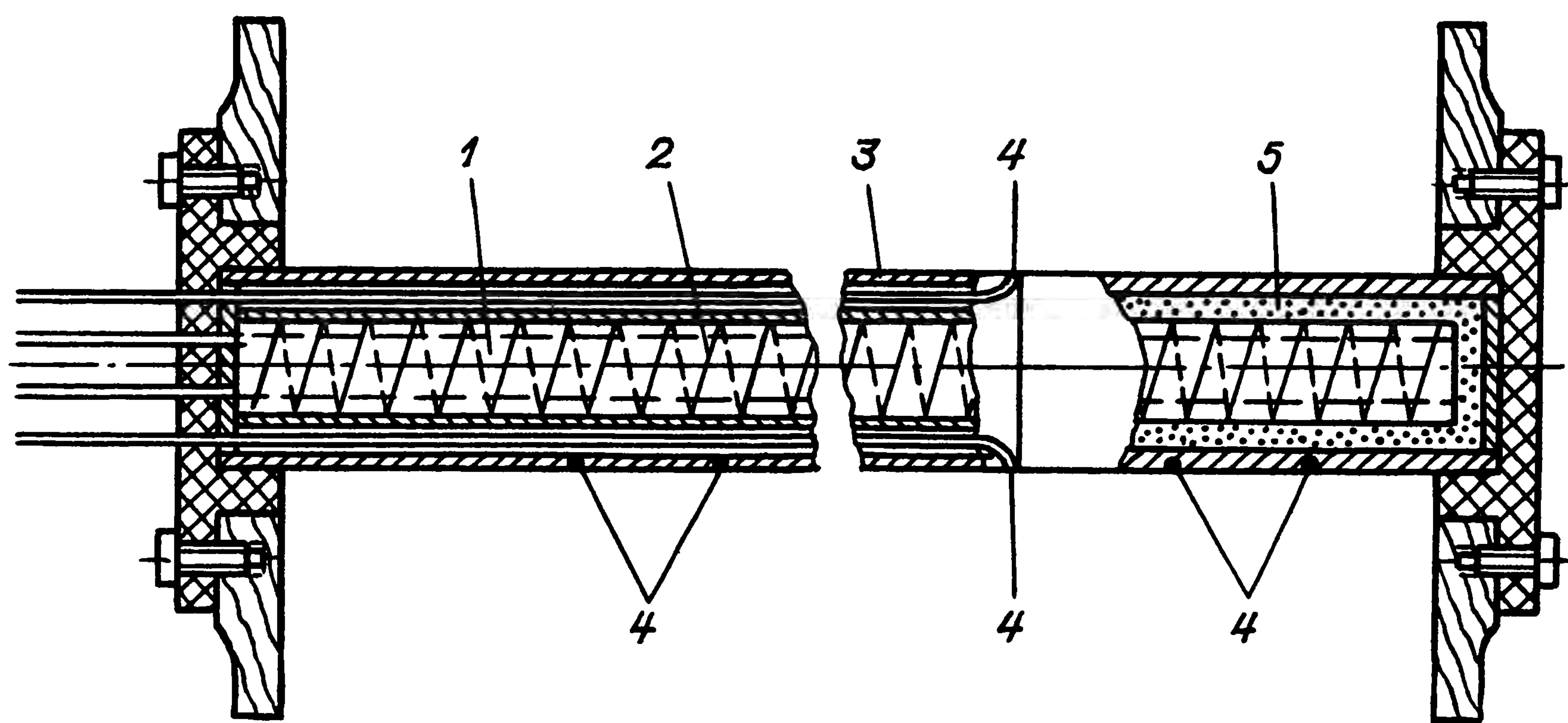


Рис. 3.31. Схема калориметра для исследования среднего теплообмена в пучках
1 – кварцевая трубка; *2* – лента нагревателя; *3* – наружный кожух трубки; *4* – термопары, расположенные по поперечному сечению; *5* – слои асбеста

Рис. 3.32. Схемы водяных калориметров: *а* и *в* – для трубок диаметром больше 8–10 мм; *б* – для трубок диаметром меньше 8 мм

Обозначения для *а* и *б*: *1* – трубка; *2* – смесители; *3* – тепловая изоляция; *4* – термопара; *5* – дифференциальная термопара; *6* – резиновый шланг

Обозначения для *в*: *1* – текстолитовая часть трубки; *2* – карман для термопар; *3* – прокладки; *4* – подвод и отвод воды; *5* – спиральный смеситель; *6* – стаканчик; *7* – накидная гайка; *8* – корпус сальника; *9* – стенка канала; *10* – набивка; *11* – заделанные термопары; *12* – медная часть трубки;

$> \varphi > 0$. Тем не менее указанный метод сопряжен с некоторыми техническими трудностями (заделка и вывод термопар, поворот труб, необходимость в одинаковом термическом сопротивлении слоя изоляции по окружности трубы и т. д.). Другой распространенный метод основан на измерении количества теплоты по изменению теплосодержания воды или иного теплоносителя, пропускаемого через калориметрическую трубку (рис. 3.32). При этом методе измеряется расход воды и ее температура на входе и выходе, а также температура поверхности по длине и поперечному сечению трубы. Необходимость установки большого числа термопар усложняет эксперимент и вносит дополнительные погрешности. При небольших отводимых тепловых потоках можно избежать заделки термопар, для чего необходимо увеличить коэффициент теплоотдачи внутри труб. С этой целью можно применять искусственную закрутку потока, для чего в трубе необходимо установить скрученную ленту или пластину [53]. В этом случае коэффициент теплоотдачи возрастает примерно в 3 раза, средняя температура стенки становится близкой к $\bar{t} = (t'_{\text{в}} + t''_{\text{в}})/2$ и с небольшой погрешностью может быть определена расчетным путем. Возможна установка сплошного шнека, полностью перегораживающего сечение трубы с тангенциальным вводом воды. В этом случае теплообмен внутри трубы увеличивается еще в большей степени. На практике применяется метод,

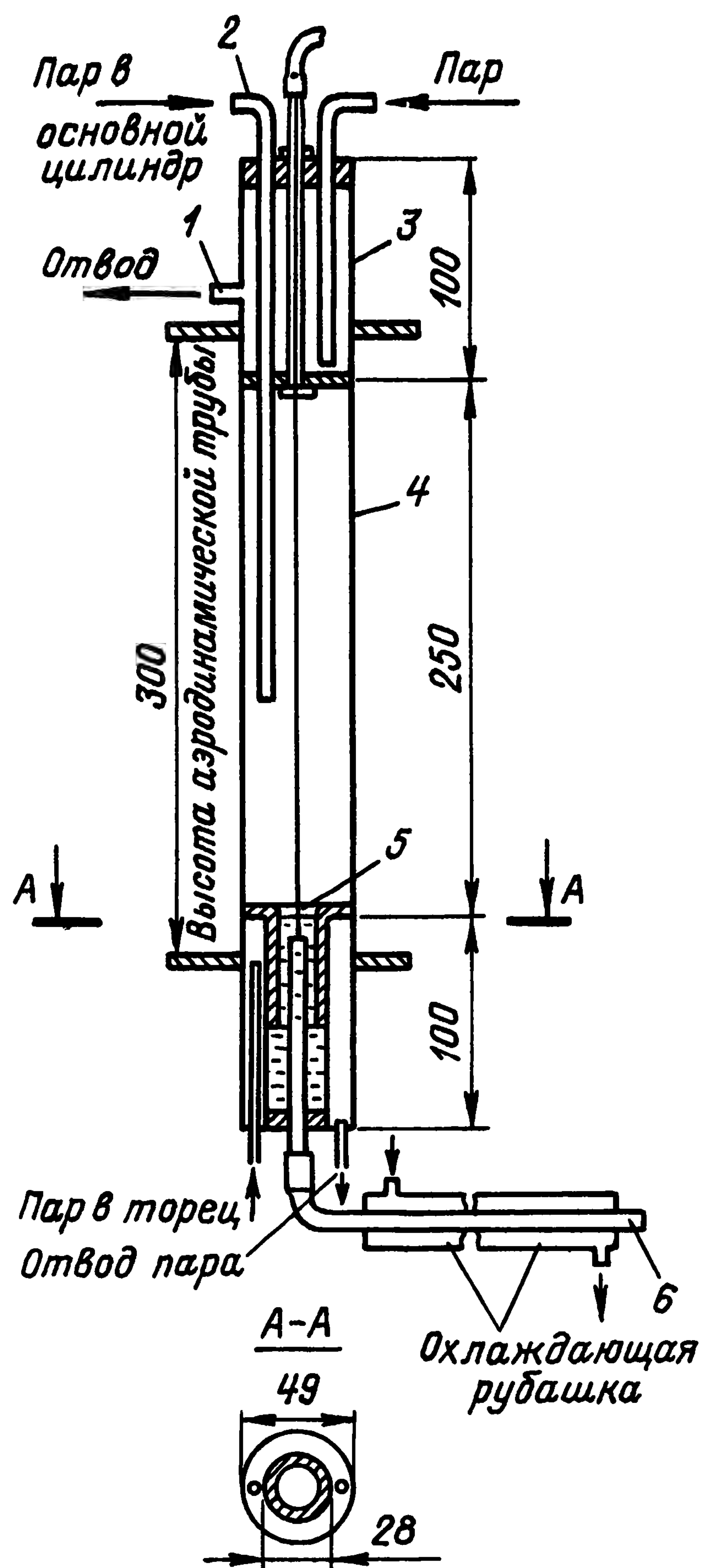


Рис. 3.33. Схема метода с конденсацией пара для одиночной трубки

1 – отвод пара; *2* – ввод пара; *3* – входной стакан; *4* – измерительный цилиндр; *5* – собирающий стакан; *6* – отводная трубка

основанный на поддержании кипения воды, заключенной внутри трубки. В этом случае внутренняя часть заполняется на 2/3 водой, в которой за счет электрического нагревателя поддерживается кипение при постоянном давлении. Оставшаяся 1/3 объема заполняется паром. В зависимости от режима обтекания (скорости воздуха) мощность нагревателя подбирается таким образом, чтобы давление внутри цилиндра не изменялось. Количество теплоты, выделенное в этом случае нагревателем, равняется количеству теплоты, отданной протекающему воздуху. Преимущество этого метода заключается в том, что не нужно измерять температуру стенки, так как практически по всему периметру трубки она остается постоянной и равняется температуре кипящей воды при данном давлении, измеренном в трубке. Однако этот метод без поправок может быть применен только при малых тепловых нагрузках; при увеличении нагрузок температура поверхности отличается от температуры кипения, и погрешность этого метода будет расти с ростом тепловых нагрузок. Возможно введение расчетных поправок, учитывающих термическое сопротивление отдельных составляющих. При этом по данным опытов автора коэффициенты теплоотдачи от кипящей воды к стенке при атмосферном давлении оказались равными $\alpha_К = 2000 \div 2500$ Вт/(м² · К).

Сбор конденсата для замера

Рис. 3.34. Схема метода с конденсацией пара для системы трубок
1 – трубные доски; *2* – слой олова; *3* – корпус измерительной камеры; *4* – паровые калориметры; *5* – термопара; *6* – распределитель пара; *7* – электроподогреватель; *8* – термометр; *9* – сепарирующие дырчатые листы; *10* – паровой бак; *11* – некалориметрические трубки; *12* – изоляционный слой фанеры

Метод конденсации заключается в измерении количества пара, сконденсировавшегося на стенке измерительного цилиндра, по которому можно определить количество теплоты. В ЦКТИ разработана следующая схема данного метода (рис. 3.33). Пар поступает в измерительный цилиндр *4* через пароперегреватель, осуществляющий перегрев пара на 1–3 °С, чтобы устранить влажность пара, которая может отразиться на результатах. Перегрев же 1–3 °С практически не отразится на результатах, даже если не будет учтен в расчетах. В нижней части исследуемой трубки вертикально устанавливается собирающий стакан, в который стекает конденсат (*5* на рис. 3.33). Через трубку *6* конденсат попадает в измерительную мензурку. Трубка *6* соединена также с паровым пространством. Указанный метод отличается крайней простотой. Все измерения сводятся к определению количества конденсата за определенный промежуток времени. Одновременно может измеряться количество конденсата в нескольких трубках (рис. 3.34). Высокий коэффициент теплоотдачи при конденсации позволяет не учитывать термического сопротивления со стороны конденсирующегося пара. Указанный метод может применяться при исследовании ребристых труб.

При исследовании методом регулярного режима [70] калориметрическая трубка предварительно нагревается вне измерительного участка или в самом измерительном участке, а затем охлаждается при постоянной температуре набегающего потока. Этот метод не требует измерения тепловых потоков и температуры поверхности трубок, что упрощает эксперимент. В [40] метод регулярного режима применялся для исследования тесных шахматных пучков в условиях локального моделирования. Ка-

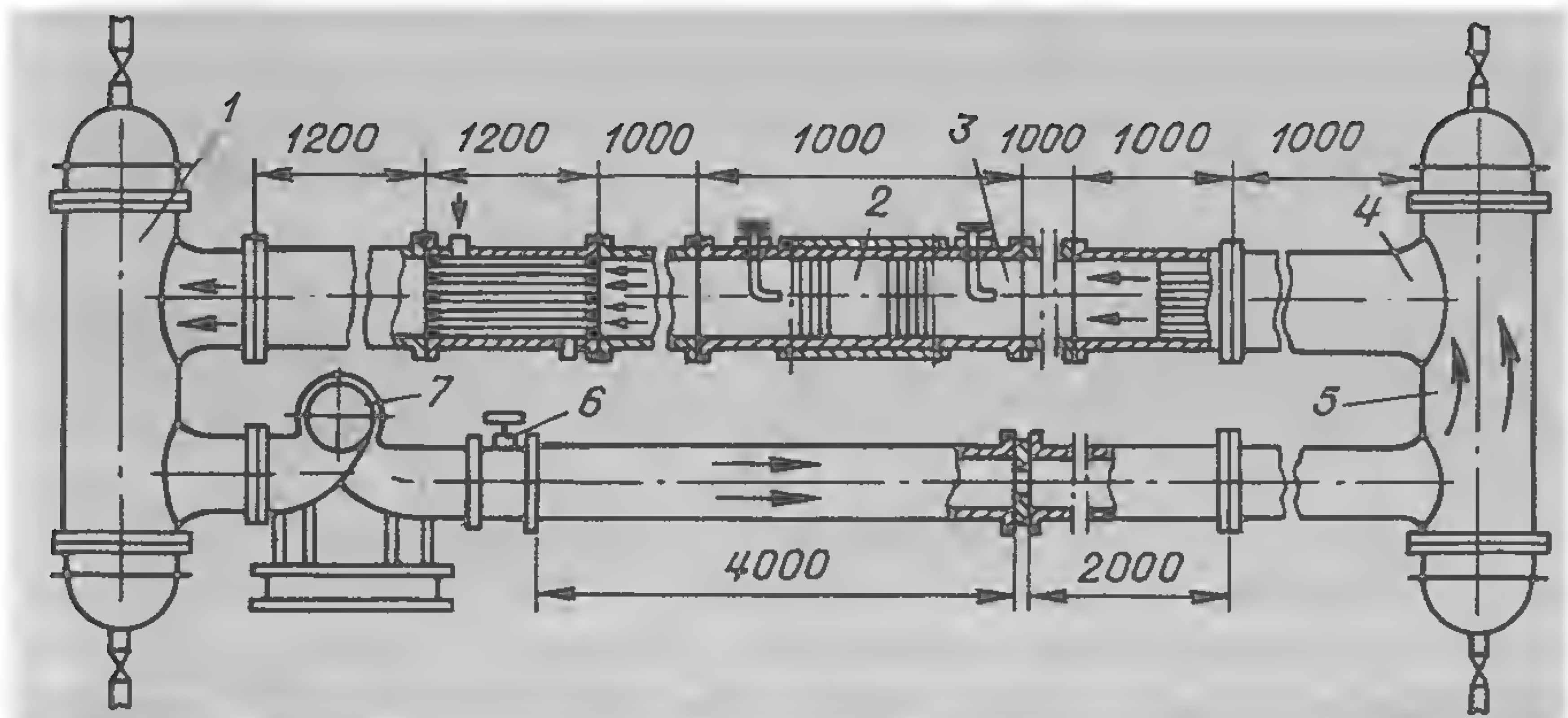


Рис. 3.35. Схема стенда для исследования средней теплоотдачи в потоке капельной жидкости

1 и *5* – емкости; *2* – исследуемый пучок труб; *3* – рабочий участок; *4* – фасонный патрубок; *6* – измерительная шайба; *7* – насос

лориметрическая трубка выполнялась в виде металлического сердечника с эбонитовыми наконечниками. Дифференциальной термопарой измерялась разность между температурой сердечника и температурой набегающего воздуха. Сердечник предварительно нагревали в муфельной печи до 70–80 °С, после чего быстро помещали в пучок и охлаждали набегающим потоком воздуха с температурой 20–30 °С. Коэффициент теплоотдачи определялся исходя из темпа охлаждения по формуле

$$\alpha = mc/H,$$

где α – средний по поверхности коэффициент теплоотдачи от калориметра к потоку; m – темп охлаждения калориметра,

$$m = \frac{\ln\theta_1 - \ln\theta_2}{\tau_2 - \tau_1};$$

c – теплоемкость калориметра; H – активная поверхность охлаждения калориметра, по площади равная поверхности металлического сердечника; θ_1 и θ_2 – избыточные температуры калориметра в моменты времени τ_1 и τ_2, °С.

При исследовании средней теплоотдачи в потоке капельной жидкости экспериментальная установка усложняется. В замкнутом контуре повышенного давления [70] рабочий участок (трубный, поперечно обтекаемый пучок) помещается между двумя емкостями *1* и *5* (рис. 3.35), обеспечивающими выравнивание потоков и удаление воздуха из циркуляционного контура, движение воды в котором осуществляется посредством насоса *7*. Регулирование расхода осуществляется задвижкой *7*, а измерение – дроссельной шайбой *6*. Температура воды в контуре поддерживалась на определенном уровне с помощью трубчатого теплообменника. Иссле-

дование теплоотдачи осуществлялось методом локального моделирования с автономной подачей воды в калориметрическую трубку вспомогательным насосом через уравнительный бачок, при этом в опытах осуществлялось как нагревание калориметра, так и его охлаждение. Температура его поверхности измерялась термопарами, размещенными по длине и периметру.

Существует большое число экспериментальных методов измерения локальной теплоотдачи. Отметим метод нагретой узкой пластинки, устанавливаемой параллельно образующей трубы, метод диффузии, основанный на локальном измерении диффундирующего вещества, метод локальной конденсации, основанный на конденсации пара в отдельных секторах трубки, оптические методы и т. д. Каждый из этих методов имеет определенные имеет определенные недостатки. Высокую точность обеспечивает метод Г. И. Кружилина, основанный на решении уравнения теплопроводности для цилиндрической стенки и измерении наружной температуры поверхности, а также метод, основанный на электрическом нагреве тонкой ленты, покрывающей стенку трубы, и определении температуры ее поверхности. По методу Г. Н. Кружилина в качестве измерительной трубки применяется фарфоровый цилиндр, к поверхности которого прикрепляется термопара для измерения температуры стенки, а внутрь цилиндра наливается вода, поддерживаемая в состоянии кипения при атмосферном давлении. Температура внутренней поверхности принимается равной температуре кипения воды. Коэффициент теплоотдачи определяется по формуле

$$\alpha = \frac{-\lambda}{r_2\,[t_2(\varphi) - t_в]} \left[\frac{a_0}{\ln\frac{r_2}{r_1}} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\Theta) \frac{r_2^{2n} + r_1^{2n}}{r_2^{2n} - r_1^{2n}} \right]; \tag{3.7}$$

здесь r_2; r_1 – наружный и внутренний радиусы цилиндра; $t(\varphi)$ – температура поверхности в данной точке; $t_в$ – температура воздуха; a_n – коэффициенты ряда Фурье, определяемые методом гармонического анализа из экспериментальной кривой.

В опытах, проводимых по данной методике, определялась температура поверхности (путем поворачивания цилиндра) и скорость воздуха. Однако обработка экспериментов по этой методике сложна и трудоемка. Каждую экспериментальную кривую необходимо разложить в ряд. В дальнейшем Г. А. Михайловым формула была упрощена и представлена в виде

$$\alpha = \frac{\lambda}{r_a} \frac{1}{\ln\frac{r_a}{r_i} + \frac{\lambda}{\alpha_2 r_i}} \frac{\delta t}{\Delta t}, \tag{3.8}$$

где r_a – наружный радиус цилиндра; r_i – внутренний радиус цилиндра; δt – разность между температурой жидкости и температурой наружной поверхности цилиндра; Δt – перепад температуры между омывающим воздухом и поверхностью цилиндра $t(\varphi)$. Материал цилиндра – фарфор – выбирается из условия получения заметного перепада температуры в стенке трубы.

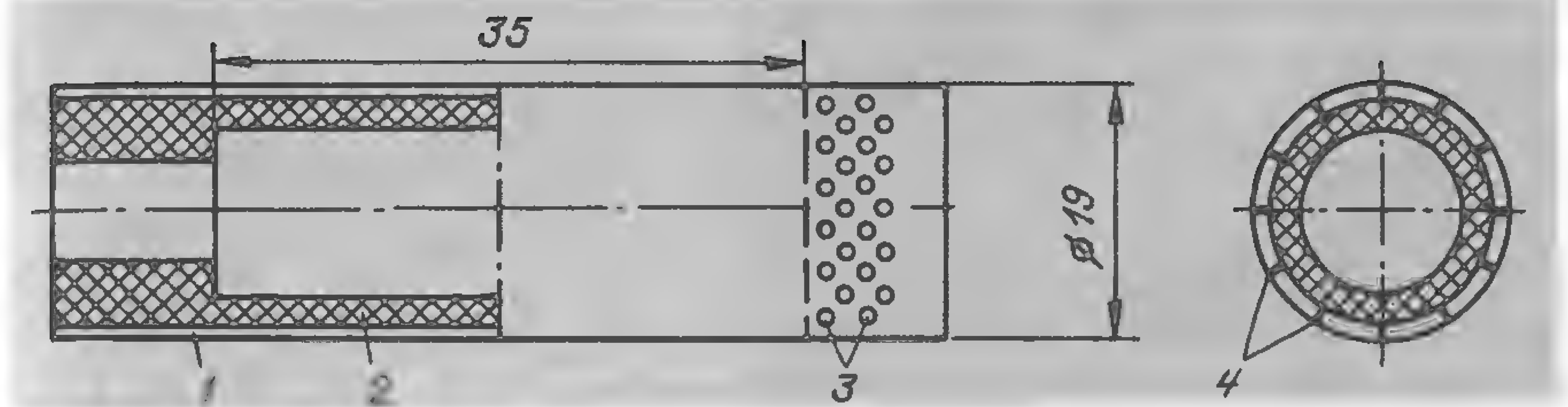


Рис. 3.36. Трубка для исследования местной теплоотдачи
1 – нагреватель; *2* – текстолитовая трубка; *3* – перфорация; *4* – термопары

Сравнение вычислений по упрощенной формуле (3.8) с расчетами по формуле (3.7) свидетельствует о практическом совпадении в широком диапазоне параметров.

В работе [70] на поверхность измерительной трубки наклеивалась тонкая манганиновая лента, через которую пропускался постоянный ток (рис. 3.36). Местная температура поверхности измерялась в среднем сечении трубки с помощью термопар, приваренных изнутри к ленте. Для устранения торцевых утечек теплоты вблизи токовых наконечников в пластине делают часто расположенные отверстия. Тепловой поток определяется по току и падению напряжения, а местные значения α – по формуле $\alpha = \dfrac{Q}{F(t_{\text{ст}} - t_{\text{п}})}$. Вследствие тонкости ленты растечки теплоты, как правило, можно было не учитывать; при больших градиентах температуры поправки, связанные с растечкой теплоты, вводились расчетным путем.

При исследовании тесных продольно обтекаемых пучков рабочий участок несколько усложняется [70]. Исследуемый пучок труб состоит из центральной измерительной трубки, окружающих ее боковых трубок и вытеснителей, обеспечивающих одинаковую скорость в ячейках. Центральная трубка имеет сальниковые уплотнения, позволяющие осуществлять ее поворот на 360°. Внутрь трубок помещаются спиральные нихромовые нагреватели. Измерение температуры поверхности осуществляется термопарами, заложенными в стенки трубок, с учетом поправки на глубину заделки и периодического закона распределения теплового потока по периметру труб. Температура жидкости в ячейках измеряется термопарами, заложенными в тонкие капилляры. Локальные температуры стенок определяются путем поворота измерительной трубки.

3.11. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЛОКАЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ТОПКЕ КОТЛА ПК-41

Работ по определению конвективной составляющей теплообмена в топках мощных паровых котлов крайне мало, и четких рекомендаций по расчету теплообмена не имеется. Для выяснения указанного

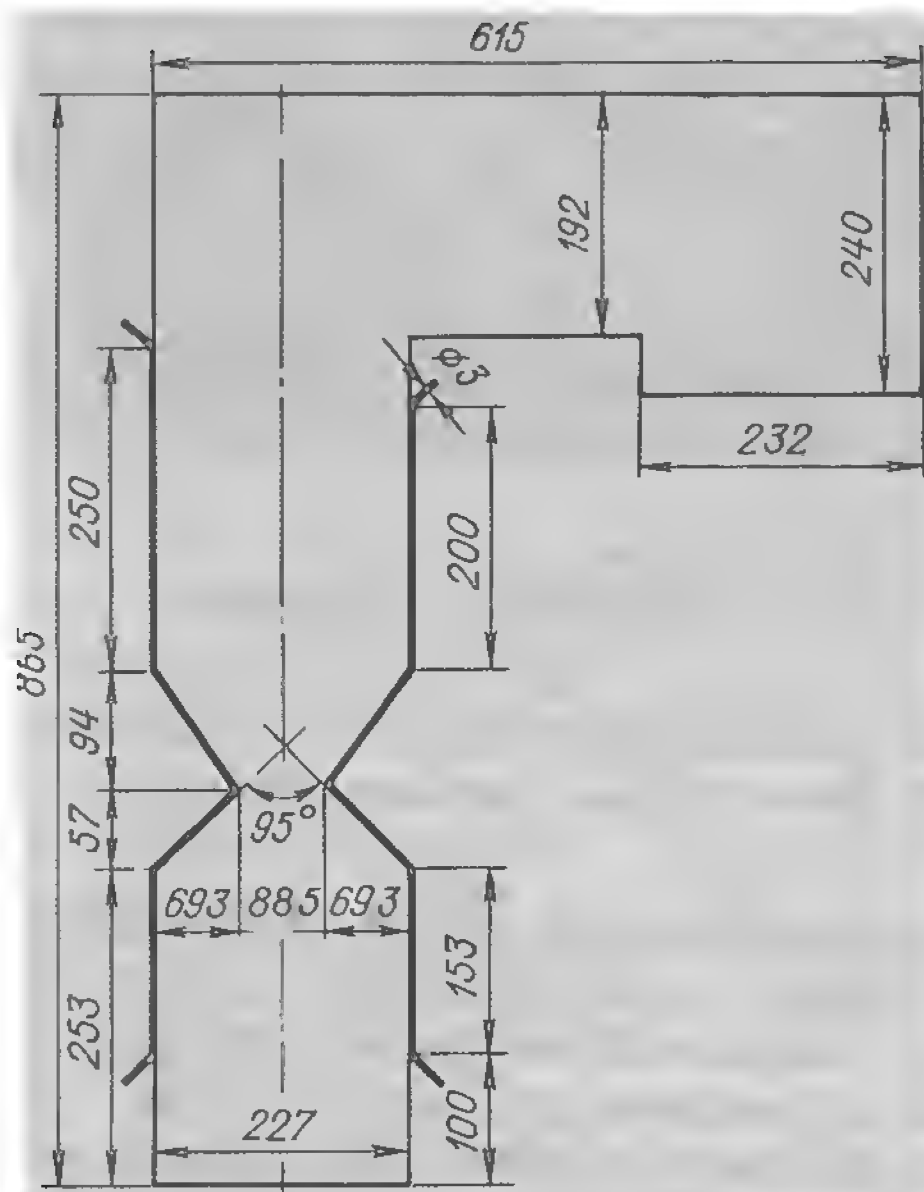


Рис. 3.37. Схема модели камеры догорания

вопроса было проведено модельное исследование конвективного теплообмена в элементах топки котла ПК-41.

В данной работе основное внимание было уделено исследованию теплообмена в камере догорания и в области пережима. Дополнительно были проведены опыты с установкой в топочной камере до пережима поперечно обтекаемых планок для повышения уровня турбулентности, которые практически не повлияли на конвективный теплообмен в области камеры дожигания. Метод локального моделирования, разработанный академиком М. Б. Кирпичевым, обычно применяется при исследовании теплообмена в пучках труб. При исследовании теплообмена на стенках или ограничивающих поверхностях топок такой метод до сих пор не использовался. В то же самое время применение этого метода в данном случае позволяет существенно упростить эксперимент.

Метод полного теплового моделирования требует нагрева всех имитирующих заданную поверхность труб, а метод локального моделирования – нагрева отдельных труб, что значительно проще. С целью обоснования применимости метода локального моделирования к данному случаю были проведены специальные опыты.

Был выбран масштаб модели 1 : 26. В этом случае диаметр экранных труб в модели оказался равным 3 мм. Модель камеры догорания котла была изготовлена из органического стекла (боковые стенки) и винипласта. Схема модели представлена на рис. 3.37. Модель была присоединена к напорной линии вентилятора.

Горелки в настоящей работе не моделировались. Картины движения потока, полученные на гидролотке при осевом подводе и подводе с ими-

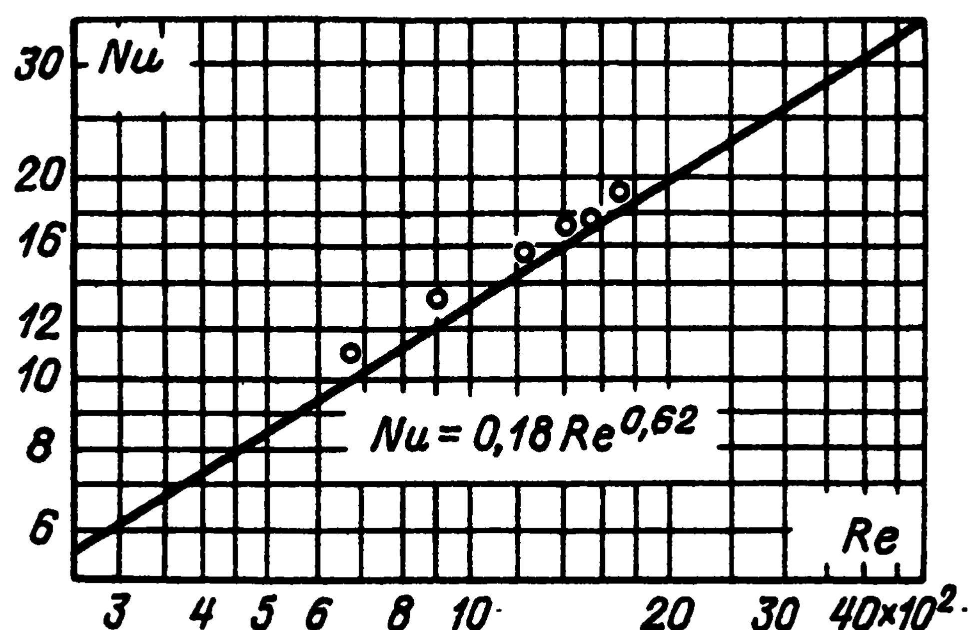


Рис. 3.38. Тарировка калориметра

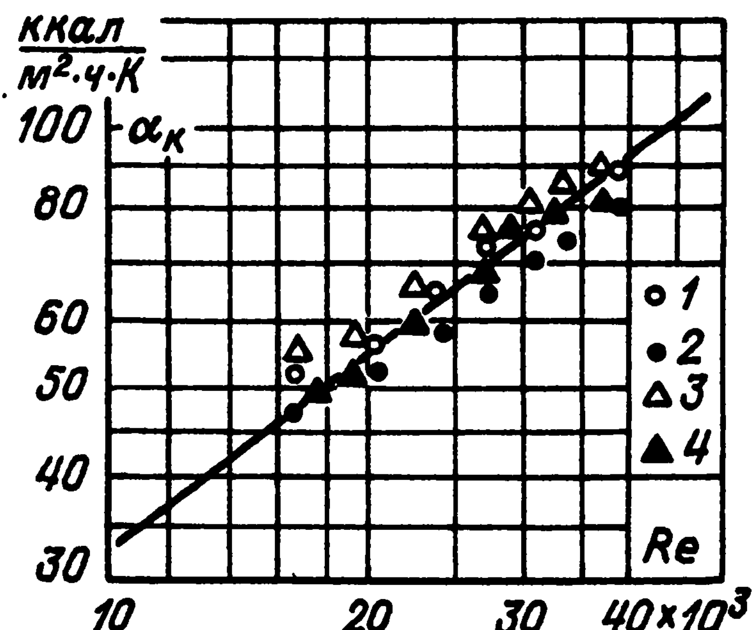


Рис. 3.39. Обоснование применимости метода локального моделирования

1, 2 – нагрев одной трубки соответственно 70 и 100 мм; *3, 4* – нагрев трех трубок одной длины, соответственно 70 и 100 мм

тацией горелок, свидетельствуют о том, что предыстория потока слабо влияет на характер движения потока после пережима и в самом пережиме. Поэтому для простоты был применен осевой подвод воздуха.

Принципиальная схема измерения теплоотдачи заключается в следующем. В электрическую цепь постоянного тока исследуемая трубка включена последовательно с реостатом, служащим для регулирования силы тока, которая измерялась амперметром. Падение напряжения на рабочей длине рабочей трубки измерялось милливольтметром. Для измерения температуры стенки использовалась полость исследуемой трубки, в которую пропускалась термопара из медь-константановой проволоки диаметром 0,2 мм.

Горячий спай термопары, экранированный двумя пробками, перемещался внутри трубки по ее длине, что позволило измерить коэффициент конвективной теплоотдачи по длине трубки. Предварительно для тарировки установки был исследован теплообмен одиночной трубки, которая была установлена на входе в модель поперек потока, при равномерном поле скоростей. Опытные данные совпали с известным уравнением М. А. Михеева $Nu = 0{,}18 Re^{0{,}62}$ (рис. 3.38).

Для обоснования применимости метода локального моделирования при продольном обтекании была исследована система из трех трубок, которые располагались на одной из стенок модели, на плоском участке параллельно потоку и имели длину l = 210 мм и диаметр d = 3 мм. Просвет между трубками составлял 0,5 мм; трубки наполовину были утоплены в винипластовой стенке, которая обеспечивала изоляцию с внутренней стороны. Вначале нагревали среднюю трубку, а затем все три.

Результаты опытов представлены на рис. 3.39. Данные приведены для расстояния от начала трубки до измеряемого сечения 70 и 110 мм. За характерный размер принят диаметр трубки. Как следует из графика,

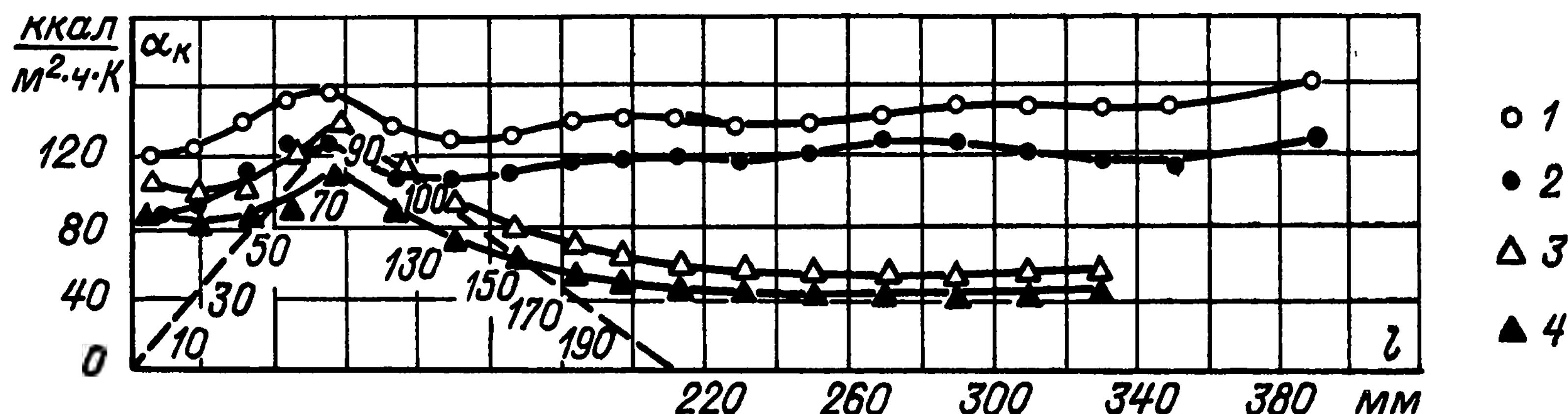


Рис. 3.40. Распределение коэффициента теплоотдачи по длине труб фронтовой стенки
1, 2 – опытные данные для скоростей 18,56 и 14 м/с соответственно; *3, 4* – расчет для этих же скоростей

данные при нагреве только средней трубки и при нагреве всех трубок практически совпадают.

Результаты сравнения свидетельствуют о правомерности применения метода локального моделирования для случая продольного обтекания. Опытные данные описываются формулой $\mathrm{Nu} = a\mathrm{Re}^n$, в которой $n = 0{,}8$, что характеризует турбулентный характер течения. Было проведено сравнение результатов расчетов по известной формуле Б. С. Петухова для локального теплообмена в случае трубулентного пограничного слоя на пластине

$$\alpha_\text{к} = 0{,}0255\,(w/\nu)^{0{,}8} l^{-0{,}2}$$

с результатами указанных опытов.

Сравнение показало близкое совпадение опытных и расчетных данных (расхождение при больших величинах равно приблизительно 10%, а при малых вследствие влияния входа достигает 10–20%). Указанное сравнение свидетельствует также, что метод локального моделирования в данном случае дает удовлетворительные результаты. Для получения данных о конвективном теплообмене в модели исследуемой топки на поверхности ее фронтовой и задней стенок через каждые 75 мм были установлены пять измерительных трубок. Между измерительными трубками вплотную располагались хлорвиниловые трубки, которые крепились к поверхностям стенок специальным клеем и имитировали экранную поверхность. Таким образом, фронтовая и задняя стенки были сплошь покрыты трубками.

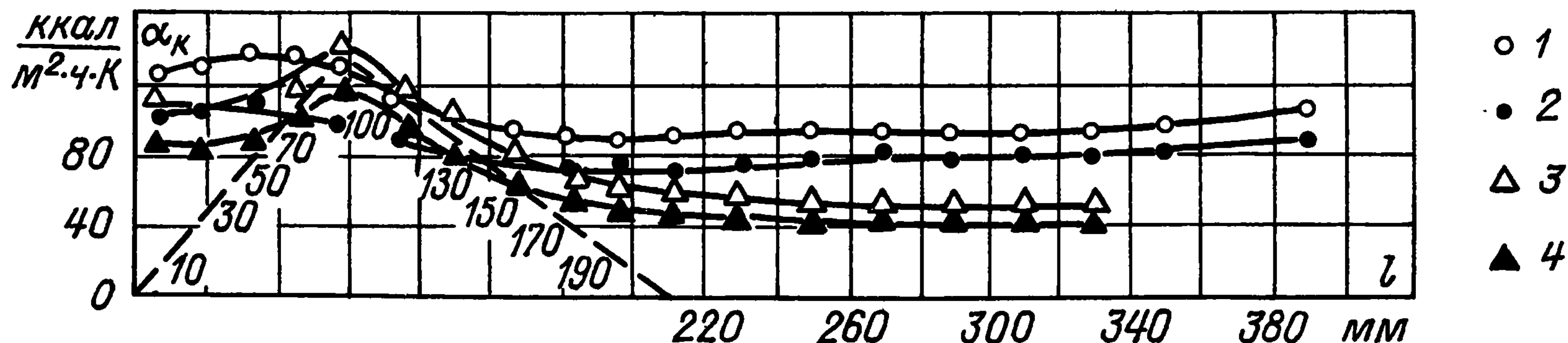


Рис. 3.41. Распределение $\alpha_\text{к}$ по длине труб (задняя стенка)
Обозначения те же, что и на рис. 3.40.

На рис. 3.40 и 3.41 представлены результаты определения локальных коэффициентов конвективной теплоотдачи для средних трубок, расположенных на фронтовой и задней стенках. Измерение теплообмена по ширине топки показало плоский характер потока.

Рассмотрение кривых позволяет сделать следующие выводы. На задней стенке конвективная теплоотдача в районе пережима максимальна, причем максимум теплоотдачи располагается вблизи узкого сечения камеры. Односторонний угол диффузора в пережиме составляет 46°, поэтому непосредственно за пережимом и на части его поверхности возникает интенсивный отрыв потока. В области отрыва теплоотдача несколько падает, а затем в области вихревого движения повышается. Рост теплоотдачи наблюдается и дальше по потоку и к области поворота достигает максимального значения. Несмотря на то, что в вихревых зонах скорость понижена за счет интенсивного вихреобразования (турбулентности), теплоотдача весьма высока.

Для фронтовой стенки в области пережима в узком сечении теплоотдача достигает максимального значения, так же как и для задней стенки. Вниз по потоку в зоне отрыва теплоотдача падает и в дальнейшем сохраняет примерно постоянное значение. Повышения теплоотдачи в зоне отрыва, как на задней стенке, в этом случае не происходит, так как здесь наблюдается обширная вялая область с малыми скоростями, а в районе задней стенки скорости повышены (влияние поворота). Но тем не менее и на этой стенке не происходит падения теплоотдачи, как это имеет место при обтекании пластины. Следовательно, в этом случае трубулентность играет некоторую положительную роль.

Расчетные кривые (см. рис. 3.40 и 3.41) определены по формуле

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}0255\,\mathrm{Re}_x^{0{,}8},$$

где $\mathrm{Nu}_x = \alpha l_x/\lambda$; $\mathrm{Re}_x = w_x l_x/\nu$; w_x – действительная скорость в данном сечении с учетом загромождения сечения за счет пережима; l_x – длина, отсчитываемая от основания пережима, мм.

Сравнение показывает, что в конфузорной области и в области узкого сечения расчет и эксперимент дают допустимую погрешность (до 11%). Таким образом, предлагаемая методика расчета конвективного теплообмена пластины для турбулентного режима течения с учетом загромождения потока пережимом дает удовлетворительную для практики точность в области до отрыва потока. За точкой отрыва в камере оценить конвективную составляющую можно по следующим формулам:

для фронтовой стенки $\mathrm{Nu}_к = 0{,}7\mathrm{Nu}_{max}$ или $\mathrm{Nu}_к = 1{,}8\mathrm{Nu}_{пл}$;

для задней стенки $\mathrm{Nu}_к = 0{,}9\mathrm{Nu}_{max}$ или $\mathrm{Nu}_к = 2{,}75\,\mathrm{Nu}_{пл}$.

Если вести расчет теплообмена в области камеры догорания по формуле для пластины $\alpha_{пл}$, тогда имеем:

для фронтовой стенки $\alpha_к = 1{,}8\alpha_{пл}$;

для задней стенки $\alpha_к = 2{,}75\alpha_{пл}$.

Более точное определение следует производить по экспериментальным кривым. За характерный размер в этих формулах принята длина l_x, отсчитываемая от основания пережима.

Таким образом, рекомендуется следующая методика расчета. Для конфузорной части пережима и диффузорной безотрывной области расчет ведется по формуле $Nu_к = 0{,}029 Re^{0,8} Pr^{0,4}$.

Для фронтовой стенки камеры догорания $Nu_к = 1 \cdot 8 \times 0{,}29 Re^{0,8} Pr^{0,4}$;

для задней стенки $Nu_к = 2{,}75 \cdot 0{,}29 Re^{0,8} Pr^{0,4}$.

Для проверки влияния изменения условий в топке были проведены опыты с установкой в топке поперечных перегородок высотой 10 мм, обеспечивающих срыв потока и повышение турбулентности. Опыты показали, что перегородки, отрывающие поток от стенок, незначительно изменяют теплообмен в пережиме и камере догорания. Указанные перегородки создают условия для имитации сложного характера движения в топке.

Для оценки доли конвективной составляющей в топке были произведены расчеты теплообмена в камере догорания для условий котла ПК-41. Температура наружной поверхности экранов (отложений) определялась с учетом термосопротивления мазутных отложений при $r = 0{,}002$. Результаты расчетов показали, что доля конвективной составляющей для камеры догорания котла ПК-41 не превышает 8%, что соответствует погрешности промышленных опытов. Таким образом, в камере догорания долю конвективного теплообмена можно практически не учитывать.

ГЛАВА 4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭРОЗИОННОГО ИЗНОСА ПУЧКОВ ТРУБ

4.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИОННОГО ИЗНОСА РАЗЛИЧНЫХ ПУЧКОВ В БАЙПАСНОМ ГАЗОХОДЕ

Абразивный износ поверхностей нагрева – одна из главных причин снижения надежности их работы при эксплуатации в абразивной среде. В частности, остановы котлов для замены износившихся вследствие эрозии элементов поверхностей нагрева приводят к огромным убыткам. Рациональное проектирование поверхностей нагрева котлов с точки зрения уменьшения золового износа и выбор допустимых скоростей – важная задача котлостроения.

Проблема эрозионного износа – в значительной степени проблема аэродинамическая, так как из всех факторов, влияющих на эрозионный износ, самым важным является скорость (как известно, интенсивность износа $I \sim w^3$, где w – скорость частицы). При этом процесс распадается на две стадии. Первая – это взаимодействие потока с частицей, вторая – взаимодействие частицы с поверхностью трубы.

Эрозионное воздействие частиц на металл труб включает в себя комплекс явлений: это и пластическая деформация, и эффекты резания, тепловые эффекты, образование и рост трещин, эффекты, связанные со свойствами материалов и т. д. В настоящее время эти эффекты изучены недостаточно и по мнению К. Приса [76] необходимо изучать следующие проблемы:

1. Влияние динамических ударов на материалы.
2. Реакции сложных микроструктур материалов на удары частиц.
3. Влияние прочных поверхностных пленок на эрозию.
4. Роль трещиностойкости материалов.
5. Влияние окружающей среды на эрозию.

Применительно к рассматриваемой проблеме эрозии пучков главным является обеспечение длительной и надежной эксплуатации пучков, в связи с чем необходимо выявить влияние режимных параметров и свойств материала и золы. Эти задачи решаются экспериментально. Необходимо определить коэффициент абразивности золы, влияние фракционного состава золы, влияние температуры стенки и золы, условия, определя-

ющие местный износ, влияние скорости потока и геометрии пучка и т. д.

Опыты различных авторов, и в частности ЦКТИ (С. Н. Сыркин и др. [83]) показали, что интенсивность эрозионного износа труб пропорциональна живой силе ударяющихся о стенку частиц, т. е. $I \sim \rho' w^2$. Так как число частиц, ударяющихся в течение секунды при данной массовой концентрации в единице объема, пропорционально скорости потока, то в результате в [83] была получена формула

$$I = AMw^n \mu \tau = AMw^3 \mu \tau, \tag{4.1}$$

где I – интенсивность износа стенки, мкм; A – коэффициент абразивности золы, мкм · с^3/(кг · ч); M – коэффициент относительной истираемости металла; w – скорость газового потока, м/с; μ – концентрация золы в газах, кг/м^3; τ – время износа, ч.

При выводе формулы (4.1) принималось, что скорость частиц равна скорости потока. В дальнейшем формула была уточнена Н. В. Кузнецовым [42] и И. Е. Дубовским [24]. В частности, была учтена неравномерность полей скоростей и концентрации золы, изменение свойств топлива и золы. Однако формулы в [24, 42] имеют ряд недостатков. Они, в частности, не учитывают различия шахматной и коридорной компоновки пучков, температуры изнашиваемой поверхности и температуры золы, а также направления движения потока (восходящий, низходящий) и формы пучка. Поэтому необходимы дальнейшие исследования. Как правило, исследования проводят на повышенных скоростях (для быстрейшего получения результата). Диаметр трубы рекомендуется применять натурный, так же как и материал трубы. Моделирование здесь понимается как определение количественного износа при повышенных скоростях и затем приведение к номинальным скоростям по формуле $I = f(w^3)$ или $I = f(w^{3,2})$ (согласно уточненным данным [8]). Для сравнительных приближенных исследований применяют образцы, изготовленные из податливого материала (например, из плексиглаза) при обдуве потоком с примесью песка.

Исследование абразивного износа различных, в том числе и оребренных, труб проводилось М. И. Мартынычевым в промышленных условиях, в шунтовом газоходе котла ПК-39, сжигающего экибастузский уголь. Стенд (рис. 4.1) представляет собой вертикальный короб сечением 0,240 Х Х 0,185 и 0,440 Х 0,100 м и высотой 7,5 м. В коробе установлены последовательно в опускном потоке газов экспериментальные пучки труб. Дымовые газы на шунтовой газоход отбирались перед регенеративным воздухоподогревателем и сбрасывались в газоход за ним. Опытные образцы труб не охлаждались, поэтому температура стенки образцов была равна температуре газов.

На стенде проводились следующие измерения. Термопарами контролировался температурный режим газов на входе и выходе. С помощью трубы Вентури измерялась средняя скорость продуктов сгорания. Поле скоростей в одном из сечений по коробу измерялось трубкой Прандтля. Изокинетическим зондом производились отборы золы по коробу при различных режимах работы котла. Таким образом определялись средняя

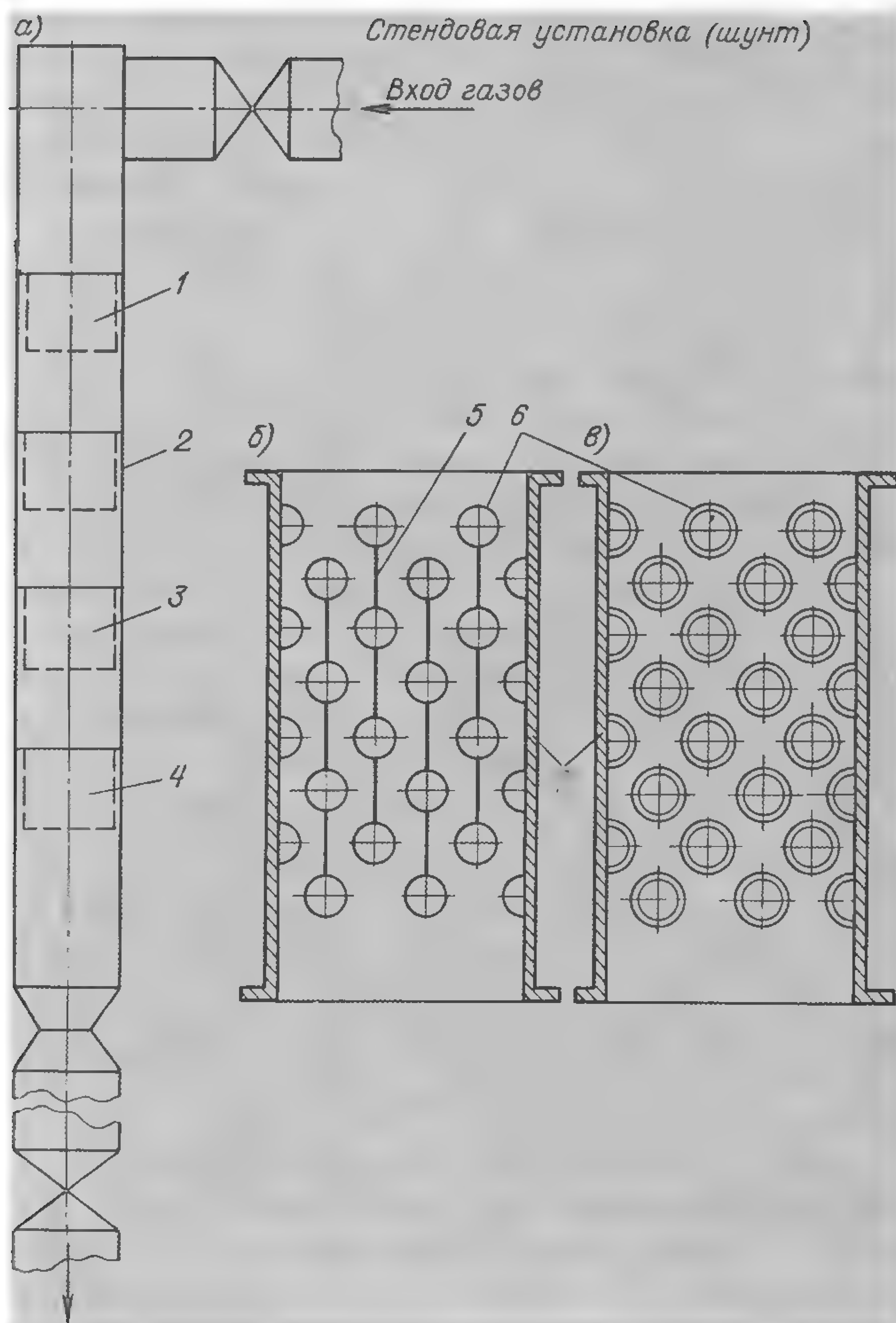


Рис. 4.1. Схема стенда для исследования эрозионного износа: *а* – **шунтовой газоход;** *б* – **мембранный пучок;** *в* – **пучок из поперечно оребренных труб**
1, 2, 3, 4 – **номера пучков;** *5* – **мембрана;** *6* – **опытная труба;** *7* – **полутрубка**

концентрация золы на стенде и поле концентраций. Собранная зола была перемешана, отквартована и рассеяна. Скорость газов в шунтовом газоходе изменялась в зависимости от нагрузки котла, при этом 75% времени котел нес близкую к максимальной базовую нагрузку, а для учета изменений определяющих параметров во времени строились гистограммы и проводилось осреднение этих параметров.

Опытные пучки при омывании потоком запыленных газов находились в эксплуатации от 3500 до 14 000 ч. Проведенными измерениями за это время установлены следующие усредненные параметры потоков газов: скорость набегающего на экспериментальные пучки потока, равная

Таблица 4.1

Номер шунта	1			2			3			4			5	
Номер пучка	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Время работы, ч	13 295			8,702			13 948			3500			9122	
Фракционный состав золы, % : R_{90}/R_{20}	$\frac{19}{1,0}$			$\frac{42,0}{8,0}$			$\frac{150}{1,8}$			$\frac{28}{3}$			$\frac{12}{2}$	
Тип пучка *	М		Г		М	Г	М		О		Г		О	Г
Диаметр труб, мм	32			42							32			
Относительный шаг поперечный	3,0			2,29					3,28	3,5	2,63		4,13	
продольный	1,31	1,88	1,88	1,43	1,43	1,17	1,17	1,43	2,02	1,46	1,56	2,19	1,88	1,88
Скорость газов, м/с	14,1	14,5	13,5	12,8	13,6	12,5	13,2	19,8	14,4	13,9	15,7	15,8	13,5	13,5
Концентрация золы, г/м^3	39,6	39	39,4	34,8	35,0	35,2	35,4	16,6	37,0	37,2	37,6	37,4	40,5	40,5
Средняя по пучку потеря массы, г	29,01	26,79	30,05	27,08	23,71	27,5	29,2	20,9	13,77	14,88	15,1	12,64	42,2	35,8
Максимальный коэффициент неравномерности износа по рядам	1,38	1,25	1,34	1,43	1,46	1,2	1,3	1,37	1,33	1,31	1,12	1,15	1,21	1,26
Локальный износ, усредненный по пучку, мм	1,53	1,33	1,33	1,06	1,00	0,99	1,15	0,96	0,36	0,55	0,57	0,57	1,8	1,53
Максимальный износ, мм	0,3 2,48	0,207 1,72	0,22 1,46	0,332 1,33	0,27 1,34	0,35 1,33	0,30 1,34	0,25 1,63	0,22 0,66	0,38 1,02	0,225 0,81	0,155 0,63	0,66 3,11	0,58 2,72

* М – мембранный, Г – гладкий, О – оребренный.

П р и м е ч а н и е. Для оребренных пучков приведены средние потери массы труб и ребер.

10 м/с; температура газов в газоходе, которая колебалась в пределах 263–275 °С; концентрация золы, составившая 20–40 г/м^3. Рассевки показали следующий, средний по времени и сечению короба фракционный состав: остаток на сите 90 мкм 12–42%, на сите 200 мкм 1–8%. Подробные данные по пучкам и параметрам потока приведены в табл. 4.1.

Экономайзеры котлов при сжигании экибастузских углей работают в области температур газов 300–500 °С при средней скорости продуктов сгорания 5–7 м/с и концентрациях золы 20–30 г/м^3. Поэтому, учитывая неравномерность полей скоростей и концентраций в конвективной шахте котлов, в настоящих исследованиях имитировались близкие к натурным условия работы поверхностей нагрева, отличаясь лишь более высоким уровнем скоростей. Повышение скоростей, в свою очередь, диктовалось необходимостью определения износа за ограниченное время эксперимента. Все пучки были изготовлены из стали 20. Трубы брались стандартные. Спиральные ребра толщиной 1 мм, высотой 10 мм и с шагом навивки 11 мм приваривались к трубам посредством нагрева токами радиочастоты. Проставки для мембранных панелей нарезались из листовой стали.

Геометрические характеристики исследованных пучков труб были натурными в диапазоне применяемых в котельной практике значений шагов. В исходном состоянии до опытов трубы пучков обмерялись и взвешивались. Интенсивность и характер износа опытных пучков труб за время эксперимента определялись по убыли массы металла и по утонению стенки труб в различных точках периметра в рядах труб.

Сравнение износа по периметру труб в гладком и мембранном пучках приведено на рис. 4.2. Как уже отмечалось в [62], во всех мембранных и гладкотрубных пучках максимальный износ труб первого ряда располагается, как правило, на образующей, отстоящей от лобовой образующей на 30° и реже на 45°. Во втором ряду максимальный износ в пучках с $\bar{s}_1 = 2{,}29$ располагается на образующей под углом $\varphi = 30°$, а в пучках с $\bar{s}_1 = 3$ смещается до $\varphi = 45°$. По местоположению максимального износа в рядах с установившимся течением потока (начиная с 4-го) мембранные пучки несколько отличаются от гладкотрубных. Так, в пучках одинаковой геометрии с $\bar{s}_1 = 2{,}29$ для мембранных пучков максимальный износ наблюдается при $\varphi = 30°$, а для гладкотрубных – при $\varphi = 0 \div 15°$ ($\bar{s}_2 = 1{,}43$) и при $\varphi = 0$ ($\bar{s}_2 = 1{,}17$). В широких пучках с $\bar{s}_1 = 3$ также заметно различие по местоположению максимального износа мембранных ($\varphi = 60°$) от гладких пучков ($\varphi = 45°$). Таким образом, местоположение максимального износа труб зависит от геометрии пучков.

При исследовании золового износа гладкотрубных пучков в различных работах [24, 42, 100] нет единого мнения о местоположении максимального износа. Объясняется это в основном тем, что авторы этих работ испытывали пучки разной геометрии, поэтому и получали разные данные.

Распределение износа по периметру поперечно оребренных труб подобно таковому для гладких при условии равенства геометрических параметров. Причем изнашивается как труба, так и ребра. В некоторых местах они потеряли до 6 мм высоты, при этом заметно их утонение и заострение кромок. Цилиндрическая форма оребренной трубы наруша-

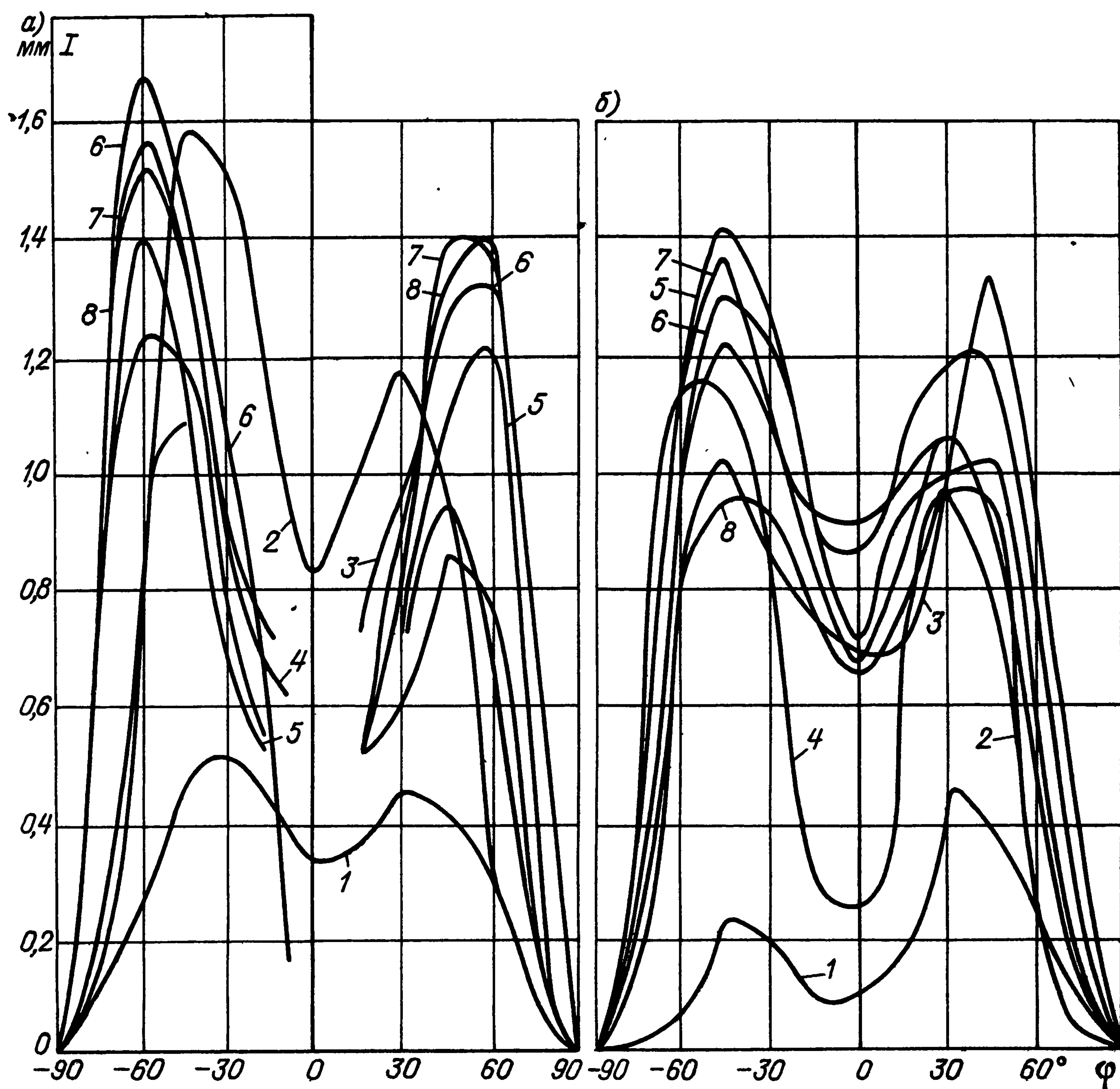


Рис. 4.2. Сравнение эрозионного износа по периметру гладкого и мембранного пучков: *а* – мембранный пучок № 2; *б* – гладкотрубный пучок № 3 (*1–8* – номер ряда)

ется, и образуются крышеобразные плоскости износа в первых рядах под углом $\varphi = 30°$ от лобовой образующей, а на последующих φ достигает 80° ($\bar{s}_1 = 4{,}13$; $\bar{s}_2 = 1{,}88$).

Изучение распределения износа по рядам имеет важное практическое значение. Поскольку, зная определенно, в каком ряду трубы изнашиваются больше других, можно применить известные методы их защиты, т. е. обеспечить надежную работу котлоагрегата и увеличить срок службы поверхности нагрева. Первые данные по распределению износа по рядам приведены С. Н. Сыркиным в [83]. По данным Н. В. Кузнецова [42] износ второго ряда в пучке с $\bar{s}_1 = \bar{s}_2 = 2$ в 1,5 раза больше среднего износа и в 2 раза больше износа труб первого ряда.

Все известные формулы для расчета золового износа построены на основании того, что по глубине пучка максимальному износу подвержен второй ряд труб. Однако это верно для ограниченного относи-

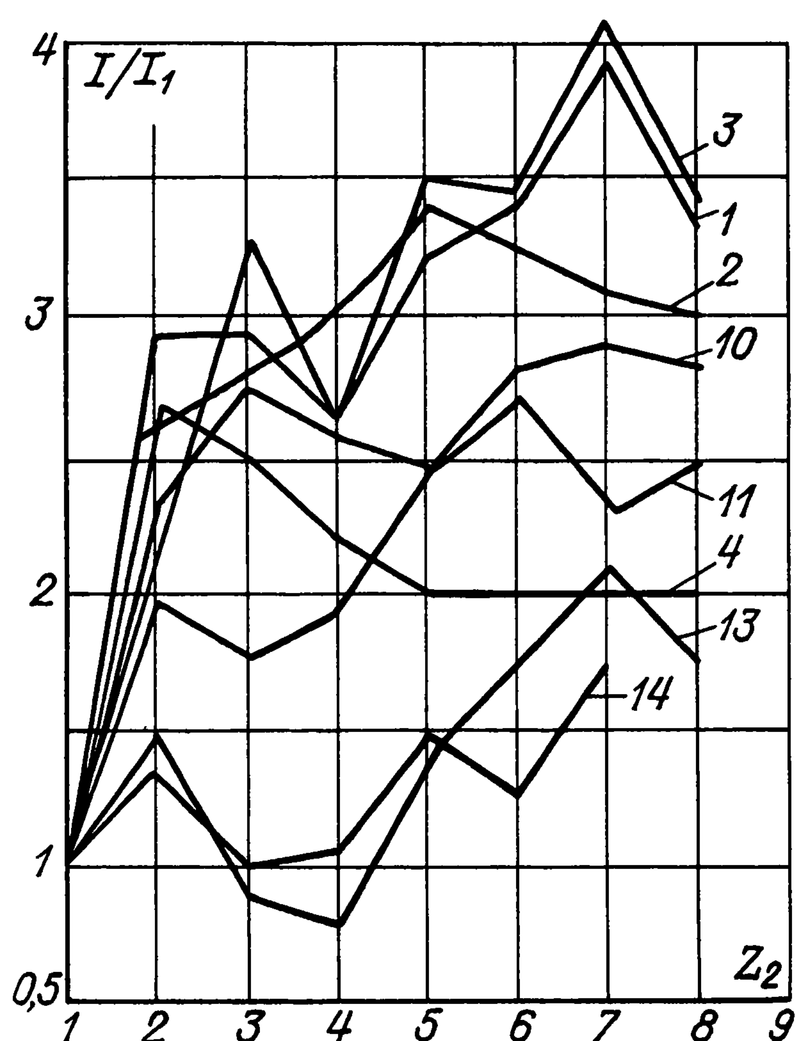


Рис. 4.3. Неравномерность износа по рядам
Номера кривых соответствуют номерам пучков в табл. 4.1.; z_2 – номер ряда

тельного шага: поперечного и продольного. В настоящее время в связи с переходом на сжигание ухудшенных топлив и с необходимостью снижения предельных скоростей газов, допустимых по условиям золового износа, относительный поперечный шаг котельных пучков, применяемых на практике, увеличился до $\bar{s}_1 = 3$ и выше. Появились полученные на практике данные о том, что быстрее изнашиваются не второй ряд, а глубинные ряды. Экспериментальные данные [36] также показывают, что при $\bar{s}_1 = 2{,}12$ и 2,33 максимальному износу действительно подвержен второй ряд, а при увеличении до $\bar{s}_1 = 2{,}65$ местоположение максимального износа смещается к пятому ряду. В области значений $\bar{s}_1 = 3{,}05$ и 3,20 максимум износа приходится на седьмой ряд, а при дальнейшем росте $\bar{s}_1$ заметна тенденция к смещению местоположения максимального износа в глубинные ряды, далее десятого.

Полученные на рассматриваемой экспериментальной установке данные по коэффициенту неравномерности износа по рядам, вычисленному как отношение локального износа в ряду к среднему по пучку, показаны на рис. 4.3. Как видно из графиков, при $s_1/d > 2$ максимальный износ перемещается со 2-го ряда на глубинные ряды. Качественного различия по характеру распределения износа по рядам для различных поверхностей нагрева не наблюдается. На рис. 4.2 показано распределение износа по периметру гладкотрубных и мембранных пучков.

Для относительно тесных пучков ($\bar{s}_1 = 2{,}29$; $\bar{s}_2 = 1{,}19$) износ у гладкотрубного пучка и мембранного практически одинаков, максимальный износ наблюдается у 2–4-го ряда. Если у гладкотрубного пучка в первых рядах максимум износа располагается при $\varphi = 45°$, а в глубинных при $\varphi = 0$, то в мембранном максимум износа во всех рядах располагается при $45° > \varphi > 30°$.

Для широких пучков ($\bar{s}_1 = 3$; $\bar{s}_2 = 1{,}88$) максимум износа наблюдается как в гладкотрубных, так и в мембранных пучках при $60° > \varphi >$

10 Зак. 3138

$> 45°$, износ у этих двух видов также почти одинаков. Очевидно, что наиболее благоприятными пучками с точки зрения золового износа являются такие, у которых износ по рядам постоянен. По данным [83] такими пучками являются пучки с $\overline{s}_1 = 2{,}4$. С уменьшением диаметра труб износ несколько усиливается. Исследования влияния температурных условий весьма ограниченны. В [83] установлено, что температура газа в области твердого состояния золы не оказывает большого влияния на износ. При приближении температуры газа к точке размягчения золы абразивный износ резко снижается.

Как отмечалось, важнейшим условием снижения абразивного износа является недопущение местного повышения скорости. Такое повышение в газоходах котлов происходит в зазорах между обшивкой котла и пучками труб, а также между отдельными кубами (змеевиками). В этих просветах гидравлическое сопротивление понижено и соответственно скорости газов увеличены, что приводит к повышенному износу. Для устранения износа указанные щели перегораживаются специальными перегородками, а трубы защищаются накладками. Отработка этих мероприятий производится на изотермических моделях с чистым воздухом. Таким образом, в данном случае производится моделирование запыленного потока чистым потоком для разработки противоэрозионных мероприятий. После поворотов газоходов поток отжимается к внешней стенке и износ труб, расположенных в этих местах, резко усиливается. Здесь возникает проблема выравнивания потока после поворота, и решается она также на моделях с чистым воздухом. Для выравнивания потока применяется выравнивающая решетка или решетка с неравномерным сопротивлением. Иногда целесообразно первые ряды пучков изготовлять из труб с большими толщинами стенок, так как после третьего ряда поток выравнивается и локальный износ ослабевает. Различные подвесные опорные балки обусловливают местное повышение скорости из-за их обтекания. Известно, например, что при обтекании цилиндра местная скорость повышается на 50%. Все это приводит к локальному износу в этих местах. Таким образом, совершенствование аэродинамики на моделях газоходов котлов, проводимое на чистом воздухе, обеспечивает резкое снижение золового износа в натурных установках.

Влиять на поле концентрации золы значительно сложнее в реальных условиях, поэтому и модельные исследования в этом направлении менее эффективны.

Процесс эрозионного износа в значительной степени определяется характером движения золовых частиц в межтрубном пространстве. Этот вопрос может быть исследован методом математического моделирования. Ниже приводятся результаты такого исследования, проведенного автором и М. И. Мартынычевым.

4.2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭРОЗИОННОГО ИЗНОСА ПУЧКОВ ТРУБ

Определение скорости движения частиц в межтрубном пространстве пучков в зависимости от шагов $\bar{s}_1$ и $\bar{s}_2$ является решающим в вопросе об эрозионном износе пучков. В настоящее время в нормативных документах принято, что второй ряд пучков изнашивается в максимальной степени. Однако, как будет показано ниже, местоположение максимально изнашиваемого ряда определяется геометрией пучка и может меняться в пределах $6 > n > 2$, где n — номер максимально изнашиваемого ряда.

Известно исследование В. М. Братчикова [8] по определению скорости движения частиц в струе, однако характер движения частиц в пучке отличается от характера движения частиц в струе, и поэтому указанный подход приводит к неправильному выводу, что всегда второй ряд является максимально изнашиваемым. Рассмотрим нисходящий поток газа (как это имеет место в опускном газоходе котлов).

Схема пучка показана на рис. 4.4. Начало координаты s поместим на линии, проходящей через лобовые точки первого ряда. Заморозив вихревые области, согласно [54], получим межтрубные каналы, посредине которых расположим криволинейную координату. Скорости в таких криволинейных каналах переменны. В качестве характерной скорости потока в межтрубном канале примем

$$u_{\text{ср}} = u_0 \, \frac{s_1/2}{H_{\text{ср}}}, \tag{4.2}$$

где

$$H_{\text{ср}} = \frac{1}{x} \int_0^x H_x dx. \tag{4.3}$$

Относительная скорость частицы

$$w_x = u_x - c_x, \tag{4.4}$$

где u_x — скорость газа, равная в пучке $u = u_{\text{ср}}$, а c_x — скорость частицы.

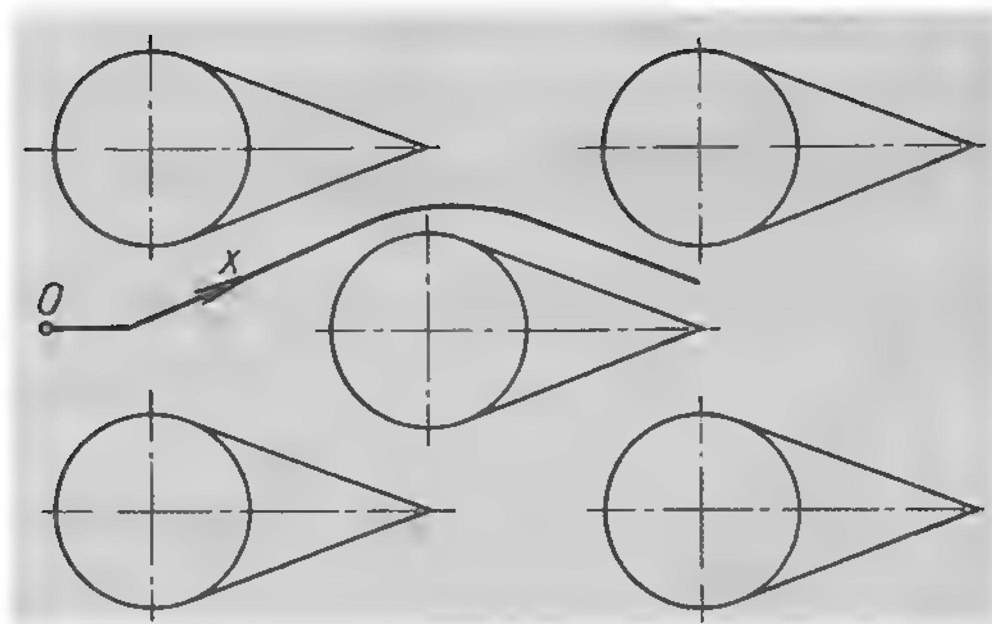


Рис. 4.4. Схема пучка

Ускорение частицы в вертикальном направлении

$$dc/dt = F/m, \qquad (4.5)$$

где

$$F = c_д \frac{w_x^2}{2g} \gamma \frac{\pi d_ч^2}{4} + mg, \qquad (4.6)$$

т. е. равна сумме сил сопротивления и веса; так как $m = \frac{\pi d_ч^3}{6g} \gamma_ч$, то выражение (4.5) примет вид

$$\frac{dc}{dt} = c_д \frac{3\gamma}{4\gamma_ч d_ч} w_x^2 + g. \qquad (4.7)$$

Здесь принято, что частица имеет форму шара. В набегающем потоке ($x = 0$) скорость частицы складывается из скорости газа u_0 и скорости витания частицы $w_в$:

$$c = u_0 + w_в.$$

Скорость витания зависит от диаметра частицы $d_ч$, плотностей частицы и газа, ускорения силы тяжести и определяется по формуле

$$w_в = \left(3{,}03 g d_ч \frac{\gamma_ч - \gamma_г}{\gamma_г}\right)^{0,5}. \qquad (4.8)$$

В критерий Рейнольдса для частицы входит относительная скорость w_x, т. е. $\mathrm{Re} = w_x d_ч / \nu$.

Коэффициент лобового сопротивления частицы обычно определяется по формуле Клячко [8]

$$c_д = \frac{24}{\mathrm{Re}} + \frac{4}{\sqrt[3]{\mathrm{Re}}}. \qquad (4.9)$$

Однако эта двучленная формула неудобна для интегрирования и с хорошей точностью может быть аппроксимирована одночленной формулой

$$c_д = 19{,}4\mathrm{Re}^{-0{,}457}. \qquad (4.10)$$

Тогда уравнение (4.5) примет вид

$$\frac{dc}{dt} = \frac{14{,}55\nu^{0{,}457}}{d^{1{,}457}} \left(\frac{\gamma_г}{\gamma_ч}\right) (u_x - c_x)^{1{,}543} + g. \qquad (4.11)$$

Полагая $z = 1 - c_x/u_x$, будем иметь

$$-\frac{u_x}{g} \int_{z_0}^{z} \frac{dz}{\frac{A}{g} z^{1{,}543} + 1} = t + C. \qquad (4.12)$$

Здесь

$$A = \frac{14{,}55 u_x^2 \gamma/\gamma_ч}{\mathrm{Re}^{0{,}457} d g}; \quad \mathrm{Re} = \frac{u_0 d_ч}{\nu}.$$

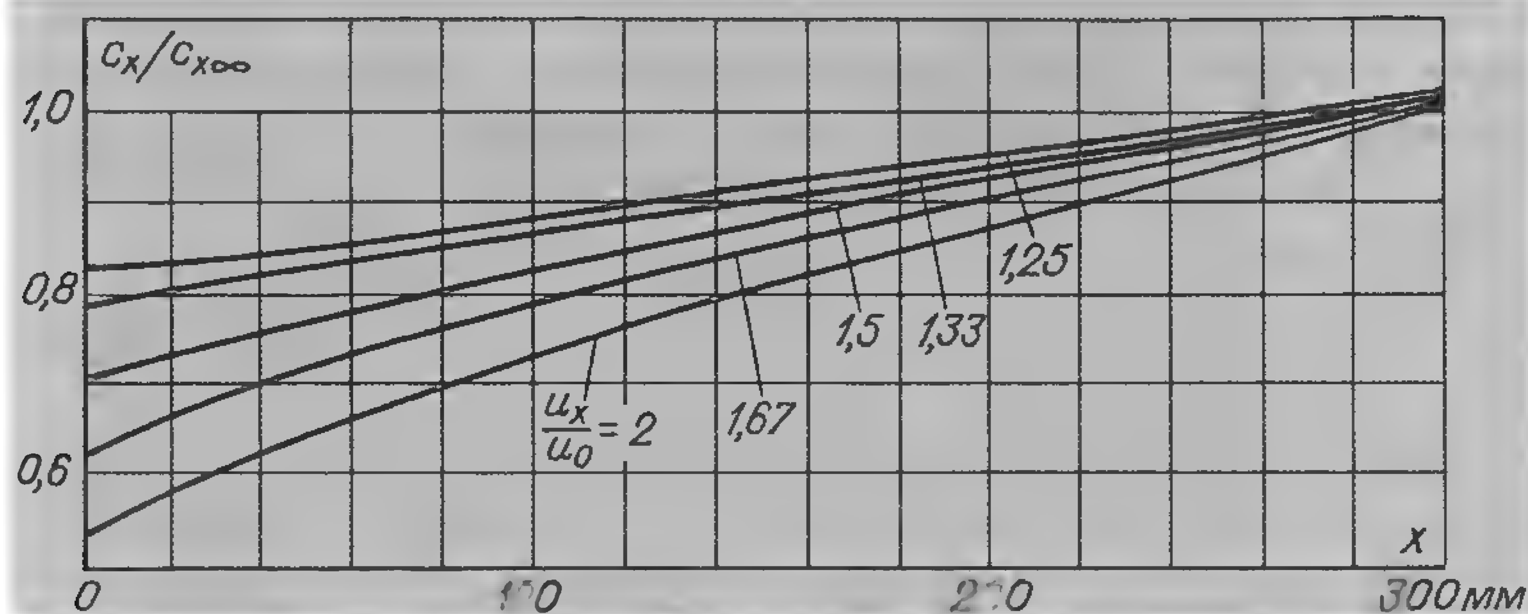


Рис. 4.5. Зависимость $c_x/c_{x\infty} = f(x)$ при $\alpha = 100$ мкм и $u = 3$ м/с

Таким образом, характер движения частицы в нисходящем потоке определяется двумя критериями: Рейнольдса $\mathrm{Re} = u_0 d_ч/\nu$ и Фруда $\mathrm{Fr} = \dfrac{u_x^2 \dfrac{\gamma_г}{\gamma_ч}}{d_ч g}$.

Аппроксимируя знаменатель дроби степенной функцией, перепишем выражение (4.12)

$$-\frac{u_x}{g} = \int\limits_{z_0}^{z} \frac{dz}{C' z^{1,427}} = \frac{u_x}{0,427 g C'}\left(\frac{1}{z^{0,427}} - \frac{1}{z_0^{0,427}}\right) = t + C, \qquad (4.13)$$

где $C' = 0{,}0004772A^2 + 0{,}57618A + 239{,}63$.

При $t = 0$ $z = z_0$, $C = 0$.

Получаем

$$z = \frac{u_x}{gC' \cdot 0,427}\left(t + \frac{u_x}{gC' \cdot 0,427 z_0^{0,427}}\right)^{-2,353} \qquad (4.14)$$

или

$$\frac{c_x}{u_x} = 1 - \frac{2,353 u_x}{gc}\left(t + \frac{2,353 u_x}{gc\left(1 - \dfrac{c_0}{u_x}\right)^{0,427}}\right)^{-2,353}. \qquad (4.15)$$

По формуле (4.15) можно построить зависимости $c_x = f(t)$. Разделим время t на ряд промежутков Δt (например, по формуле $\Delta t = \dfrac{d}{nu_x}$) и, используя формулы $c_1 = c_0 + \Delta c$, $\Delta x_1 = (c_0 + \frac{1}{2}\Delta c_1)\Delta t$, можно построить зависимость $c_x = f(x)$ или c_x/u_x, $c_x/c_0 = f(x)$ для различных значений u_x/u_0. На рис. 4.5 построены зависимости $c_x/c_{x\infty}$, рассчитанные по вышеприведенным формулам. На указанных кривых в качестве параметра принято отношение скоростей u_x/u_0, которое фактически отражает влияние шага пучка $\bar{s}_1$.

Для расчета величины c_x/c_0 в межтрубных каналах пучка необходимо знать параметр $u_{ср}/u_0$, а также аэродинамическую структуру потока. Вначале определим теоретическое отношение интенсивности износа труб второго ряда к интенсивности износа труб первого ряда. Отношение скоростей набегающего потока для второго и первого ряда равно

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{s_1}{s_1 - d}. \tag{4.16}$$

Для $\bar{s}_1 = 2$; $\bar{s}_2 = 1{,}4$; $d = 30$ имеем $w_2/w_1 = 8$; $x = 30 \cdot 1{,}4 = 42$ мм. По графику рис. 4.5 имели при $x = 42$ мм $c_x/c_{x\infty} = 0{,}63$. Тогда отношение интенсивности эрозии второго и первого рядов для $\bar{s}_1 = 2$ будет

$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{\bar{s}_1}{\bar{s}_1 - 2}\,\frac{c_x}{c_{x\infty}}\,\epsilon\right)^{3,2} = (2 \cdot 0{,}63 \cdot 1{,}07)^{3,2} = 2{,}55 \tag{4.17}$$

Здесь $\epsilon = 1{,}07$ – коэффициент сжатия струи. Показатель степени у скорости по данным Братчикова принимаем $n = 3{,}2$.

Для $\bar{s}_1 = 3$

$I_2/I_1 = (1{,}5 \cdot 0{,}76 \cdot 1{,}07)^{3,2} = 1{,}88.$

Для $\bar{s}_1 = 4$

$I_2/I_1 = (1{,}33 \cdot 0{,}82 \cdot 1{,}06)^{3,2} = 1{,}64.$

Для $\bar{s}_1 = 5$

$I_2/I_1 = (1{,}25 \cdot 0{,}85 \cdot 1{,}05)^{3,2} = 1{,}39.$

Для $\bar{s}_1 = 4$ и $\bar{s}_1 = 5$ коэффициент сжатия струи ϵ уменьшается, равен 1,06 и 1,05 соответственно.

Здесь не учитывается неравномерность потока, так как второй ряд находился в зоне ядра струи, где скорость, как известно, постоянная.

Результаты расчетов в сравнении с опытными данными Урбана [100] и Кузнецова [42] показаны на рис. 4.6. Как видно из графиков, величина I_2/I_1 резко падает с увеличением шага s_1. Следует отметить удовлетворительное согласие теории с опытом. Если бы частица разгонялась до скорости потока перед вторым рядом, то, например, для пучка с $\bar{s}_1 = 2$ величина I_2/I_1 была бы равна $2^{3,2} = 8$, а в опытах зарегистрировано $I_2/I_1 = 3 \div 2$.

Рассмотрим распределение износа по рядам труб в зависимости от шага труб. Сечение в просвете между трубами первого ряда $(s_1 - d)$ является сечением формирования струи. На трубы второго ряда поток натекает с равномерным профилем скоростей (ядро струи). В дальнейшем при обтекании глубинных рядов труб существует определенная неравномерность потока. В первом приближении средняя скорость потока в межтрубных каналах может быть определена методом замораживания вихревых зон, разработанным в [54]. Сущность этого метода заключается в предположении, что область циркуляционного течения в корневой области при определении средней скорости в межтрубных каналах замораживается и представляет собой твердое тело. Таким образом, обра-

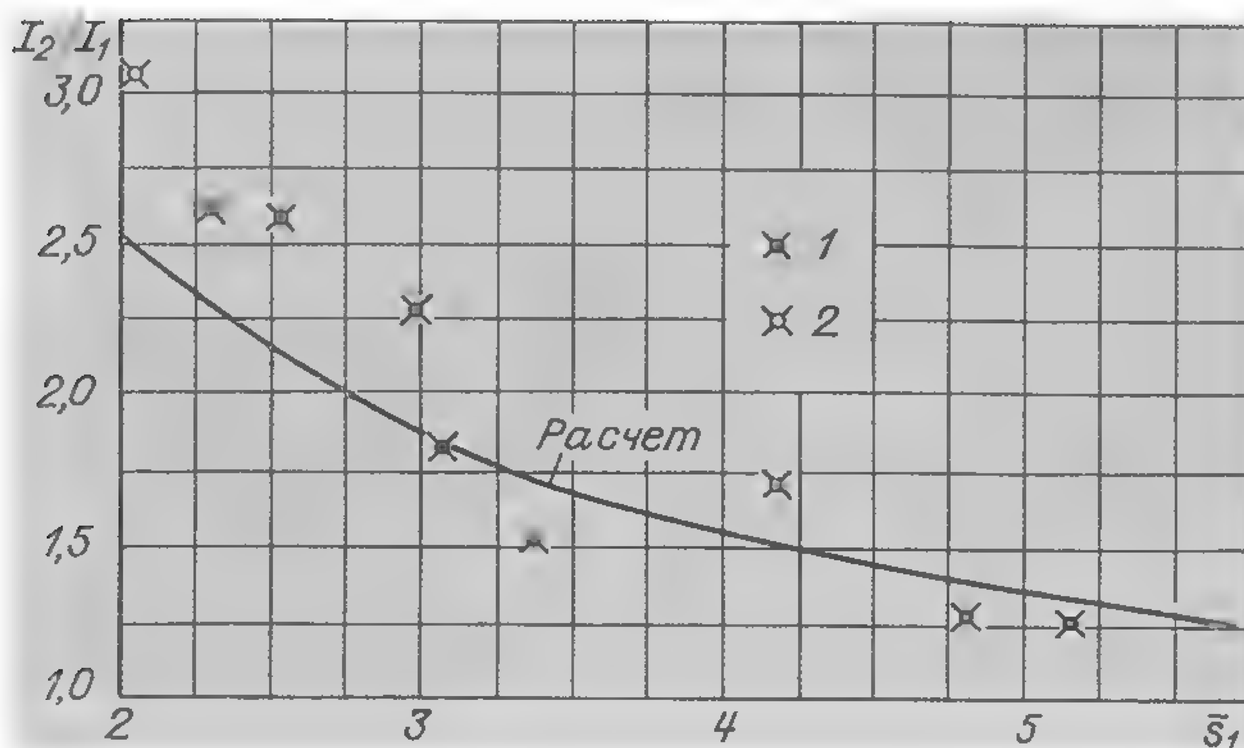


Рис. 4.6. Отношение интенсивности эрозии второго и первого ряда шахматных пучков в зависимости от поперечного шага ($\bar{s}_2 = 1{,}4$)
1 – данные Урбана [100]; 2 – данные Кузнецова [40]

зуется канал, стенками которого являются поверхность труб и границы вихревых зон. Поскольку максимальный износ в пучках наблюдается при $\varphi \approx 40^\circ$, то можно определить среднюю скорость в этом сечении методом замораживания.

При прохождении запыленного потока через пучок часть золовых частичек будет отскакивать от труб и воздействовать на соседние трубы. Процесс этот сложный и подчиняется законам статистики. Средняя скорость частиц в потоке вследствие отскока части частиц и их заторможенности будет меньше, чем скорость частиц, проскочивших трубы, и эта средняя скорость будет определяться формулой $c'_x = kc_x$, где k – коэффициент отскока. Эта величина учитывает также фактор уменьшения концентрации частиц в диффузорной области. Полагаем, что коэффициент отскока будет пропорционален касательной составляющей скорости,

$$k \sim m \sin\beta \qquad (4.18)$$

или

$$k = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} m\varphi \sin\varphi d\varphi. \qquad (4.19)$$

Полагаем, что $m_\varphi = \bar{m}$. Так как при $\varphi = 0$ $k = 0$, а при $\varphi = 90^\circ$ $k = 1$, то $m(\varphi = 90^\circ) = 1$, а поскольку $m_\varphi = \bar{m}$, то $\bar{m} = 1$. Тогда $k = 0{,}636$.

На трубки второго ряда попадают не все частицы, так как часть частиц, находящихся на периферии струи, выносится по линиям тока в межтрубный канал. Долю частиц, не достигших трубки второго ряда и выносимых по линиям тока, можно определить исходя из следующих соображений. Число этих частиц определяется вертикальной составляющей скорости v_y. Вектор скорости потока направлен по линиям тока. Средняя линия тока определяется графически. Построение показало, что $v_y = v_x \operatorname{tg}\beta = 0{,}5 v_x$.

Отношение расхода частиц, не достигающих трубок второго ряда, к расходу частиц, достигающих эти трубки, будет

$$\frac{I}{I_2} = \frac{v_y s_2 \overline{\Delta\epsilon}}{vxR} = \frac{0{,}5 \cdot 1{,}4 \cdot 2 \cdot 0{,}115}{d} = 0{,}16.$$

Здесь величина $\overline{\Delta\epsilon}$ рассчитывалась по формуле $\overline{\Delta\epsilon} = \Delta\epsilon_{max}/2$, так как при $x = 0$ $\Delta\epsilon = 0$, а при $x = s_2$ $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_{max}$.

Таким образом, 84% частиц ударяется о трубки второго ряда, а 16% частиц выносится в межтрубный канал. При этом для отношения скоростей $\frac{c_{x3}}{c_{x1}}$ имеем уравнение

$$\frac{c_{x3}}{c_{x1}} = \frac{\bar{s}_1}{\bar{s}_1 - 2} \frac{c_{x2}}{c_{x\infty}} \cdot 1{,}07m \frac{c_{x3}}{c_{x\infty}} \cdot 0{,}84 + 0{,}16 \cdot \frac{\bar{s}_1}{\bar{s}_1 - 2} \times$$

$$\times 1{,}07 \cdot \frac{c_{x3}}{c_{x\infty}} = 2 \cdot 0{,}63 \cdot 1{,}07 \cdot 0{,}636 \cdot 1{,}27 \cdot 0{,}84 + 0{,}16 \cdot 2 \cdot 1{,}07 \cdot 0{,}71 =$$

$$= 0{,}915 + 0{,}243 = 1{,}158.$$

Здесь $c_{x3}/c_{x\infty} = 0{,}71$ – величина, учитывающая разгон частиц, миновавших без удара трубки 2-го ряда.

Величина

$$\frac{I_3}{I_1} = (1{,}158)^{3,2} = 1{,}6.$$

Для четвертого и последующих рядов в первом приближении процесс аналогичен: частицы разгоняются между трубами, ударяются о трубы, тормозятся и снова разгоняются. Небольшое число проскальзывающих частиц (16%) не изменяет результата. Поэтому имеют место следующие соотношения:

$$\frac{I_3}{I_1} \approx \frac{I_4}{I_1} \approx \frac{I_n}{I_1}. \tag{4.20}$$

Сравнение расчетов с опытными данными Урбана [100] показано на рис. 4.7. Как видно из кривых, теория и опыт неплохо согласуются друг с другом.

Рассмотрим пучок $\bar{s}_1 = 3$, $\bar{s}_2 = 1{,}4$. Пучок такой геометрии был экспериментально исследован Урбаном. Пучок с $\bar{s}_1 > 2$ принципиально отличается от пучков с $\bar{s}_1 < 2$. Дело в том, что в этом случае частицы продолжают после второго ряда непрерывно разгоняться вниз по потоку. При $\bar{s}_1 < 2$ второй ряд тормозит подавляющее число частиц (84% для рассмотренного частного случая), они в дальнейшем не имеют возможности непрерывно разгоняться. При $\bar{s}_1 > 2$ в пучке появляются свободные коридоры шириной $h = s_1/2 - d$. В этих коридорах зола имеет возможность разгоняться до предельных значений скорости (в соответствии с конструкцией пучка). Для пучков, имеющих $\bar{s}_1 > 2$, средняя скорость

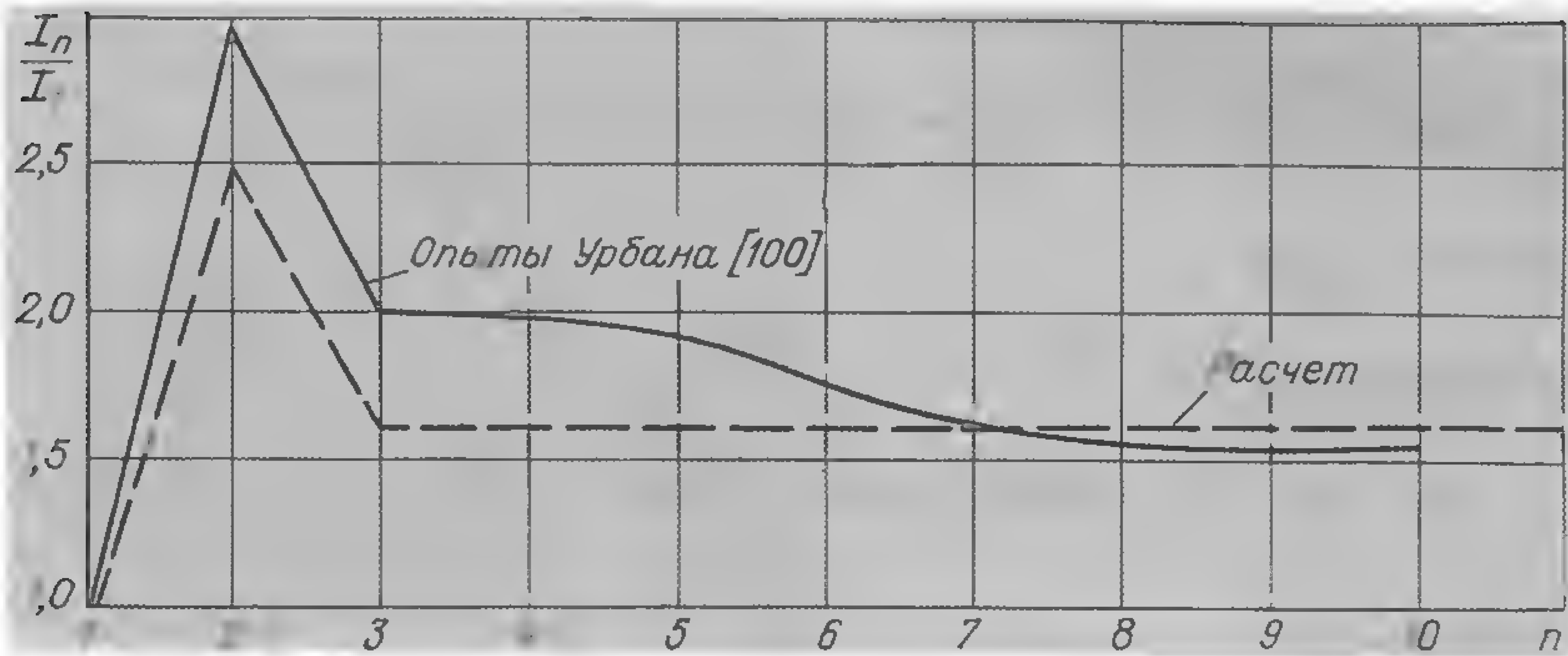


Рис. 4.7. Распределение интенсивности износа по рядам шахматного пучка ($\bar{s}_1$ = = 2; $\bar{s}_2$ = 1,4)
n– номер ряда

частиц, попадающих на третий и последующие ряды, определяется исходя из соотношения проходного сечения свободного канала, где частицы не тормозятся, и части канала, где они тормозятся. Таким образом, для величины c_3/c_1 имеем формулу

$$\frac{c_3}{c_1} = \left[\frac{c_{\text{св}}}{c_1}\left(h + \frac{d}{2}\right) + \frac{c'}{c_1}\,\frac{d}{2}\right](h + d)^{-1}. \tag{4.21}$$

Для $\bar{s}_1 = 3$ имеем

$$\frac{c_3}{c_1} = \frac{c_{\text{св}}}{c_1} \cdot 0{,}67 + \frac{c'}{c_1} \cdot 0{,}33 = 1{,}5 \cdot 1{,}07 \cdot 0{,}81 \cdot 0{,}67 + 0{,}33 \cdot 1{,}5 \cdot 0{,}76 \times$$

$$\times\, 0{,}63 \cdot 1{,}07 \cdot 1{,}13 = 0{,}87 + 0{,}287 = 1{,}157;$$

$$\frac{I_3}{I_1} = 1{,}157^{3,2} = 1{,}59.$$

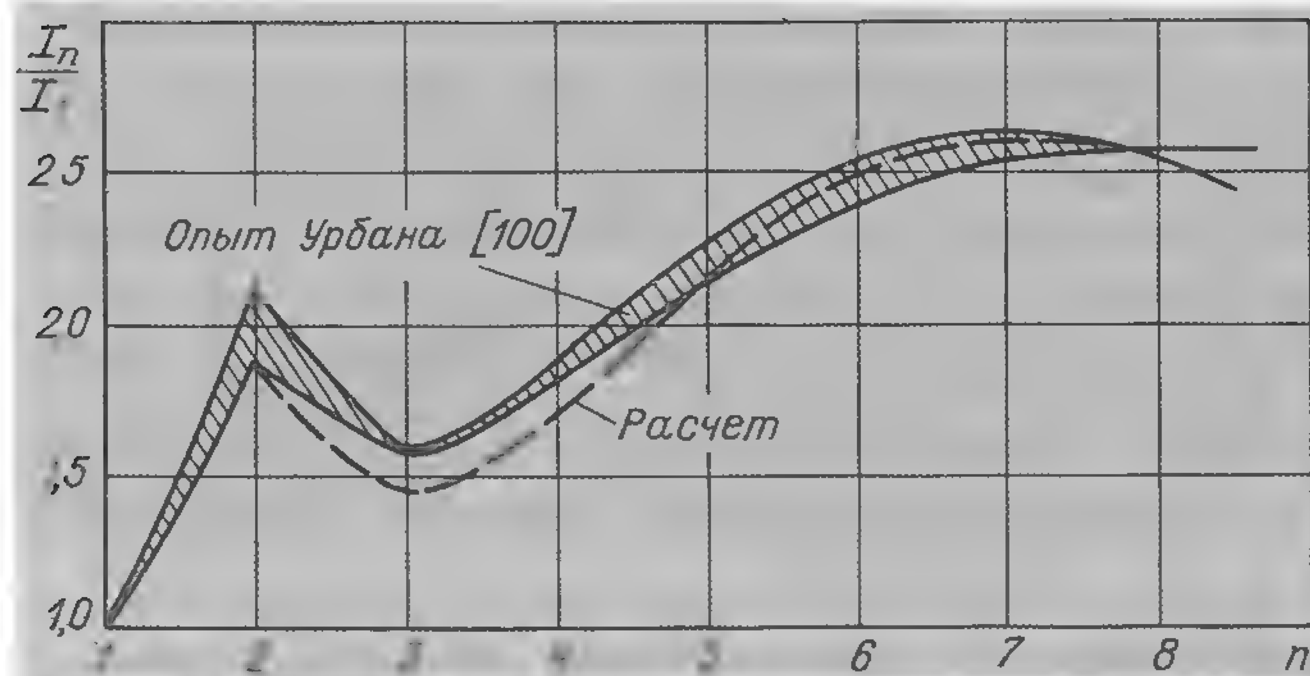


Рис. 4.8. Распределение интенсивности износа по рядам шахматного пучка ($\bar{s}_1$ = = 3; $\bar{s}_2$ = 1,4)

Для четвертого ряда имеем

$$\frac{c_4}{c_1} = 1{,}5 \cdot 0{,}67 \cdot 0{,}86 \cdot 1{,}07 + 0{,}287 = 0{,}924 + 0{,}287 = 1{,}211;$$

$$\frac{I_4}{I_1} = 1{,}211^{3,2} = 1{,}84.$$

Для пятого ряда

$$\frac{c_5}{c_1} = 1{,}5 \cdot 0{,}67 \cdot 0{,}9 \cdot 1{,}07 + 0{,}287 = 0{,}968 + 0{,}287 = 1{,}255;$$

$$\frac{I_5}{I_1} = 1{,}255^{3,2} = 2{,}07.$$

Для седьмого ряда

$$\frac{c_7}{c_1} = 1{,}5 \cdot 0{,}67 \cdot 0{,}98 \cdot 1{,}07 + 0{,}287 = 1{,}341;$$

$$\frac{I_7}{I_1} = 1{,}341^{3,2} = 2{,}56.$$

Средняя скорость в наиболее опасном с точки зрения эрозии месте ($\varphi = 40°$), как показал анализ по разработанной методике, равна скорости в узком сечении $(s_1 - d)/2$. Результаты расчетов в сравнении с опытными данными показаны на рис. 4.8 и дают хорошее соответствие. Таким образом, при $\bar{s}_1 \leqslant 2{,}3$ наиболее опасным с точки зрения эрозии является второй ряд, а при $\bar{s}_1 > 2{,}8$ – 6–8-й ряды.

Процессы локального теплообмена и эрозионного износа при поперечном обтекании трубных пучков в значительной степени обусловливаются распределением местных скоростей вдоль криволинейной поверхности. Если исключить первые ряды, где происходит разгон золовых частиц, и рассматривать глубинные трубы в пучке, то следует полагать, что существует качественная аналогия между этими процессами. С целью установления этой аналогии данные по локальной теплоотдаче, принятые по опытам ЦКТИ (В. К. Мигай, А. В. Моргун, П. Г. Быстров), сравнивались с данными по локальному износу, полученными в опытах УралВТИ–ЗИО (А. А. Васильев, М. И. Мартынычев и др.). Сравнение проводилось для мембранных поверхностей. Интенсивность локального износа пропорциональна скорости в кубе ($I \sim w^3$), а локальный коэффициент теплоотдачи пропорционален скорости в степени 0,63 (для шахматного пучка с $s_1/d = 2{,}1$; $s_2/d = 1{,}52$ и Re = = 27 000). Поскольку изменение интенсивности теплообмена и золового износа определяется изменением скоростей по периметру трубы (при условии равномерного распределения концентрации золы), то для обеспечения совпадения эпюр относительной теплоотдачи $\alpha/\alpha_{ср}$ и относительного износа $I/I_{ср}$ следует величину $\alpha/\alpha_{ср}$ возвести в степень $3/0{,}63 = 4{,}35$, где α и $\alpha_{ср}$ – локальный и средний коэф-

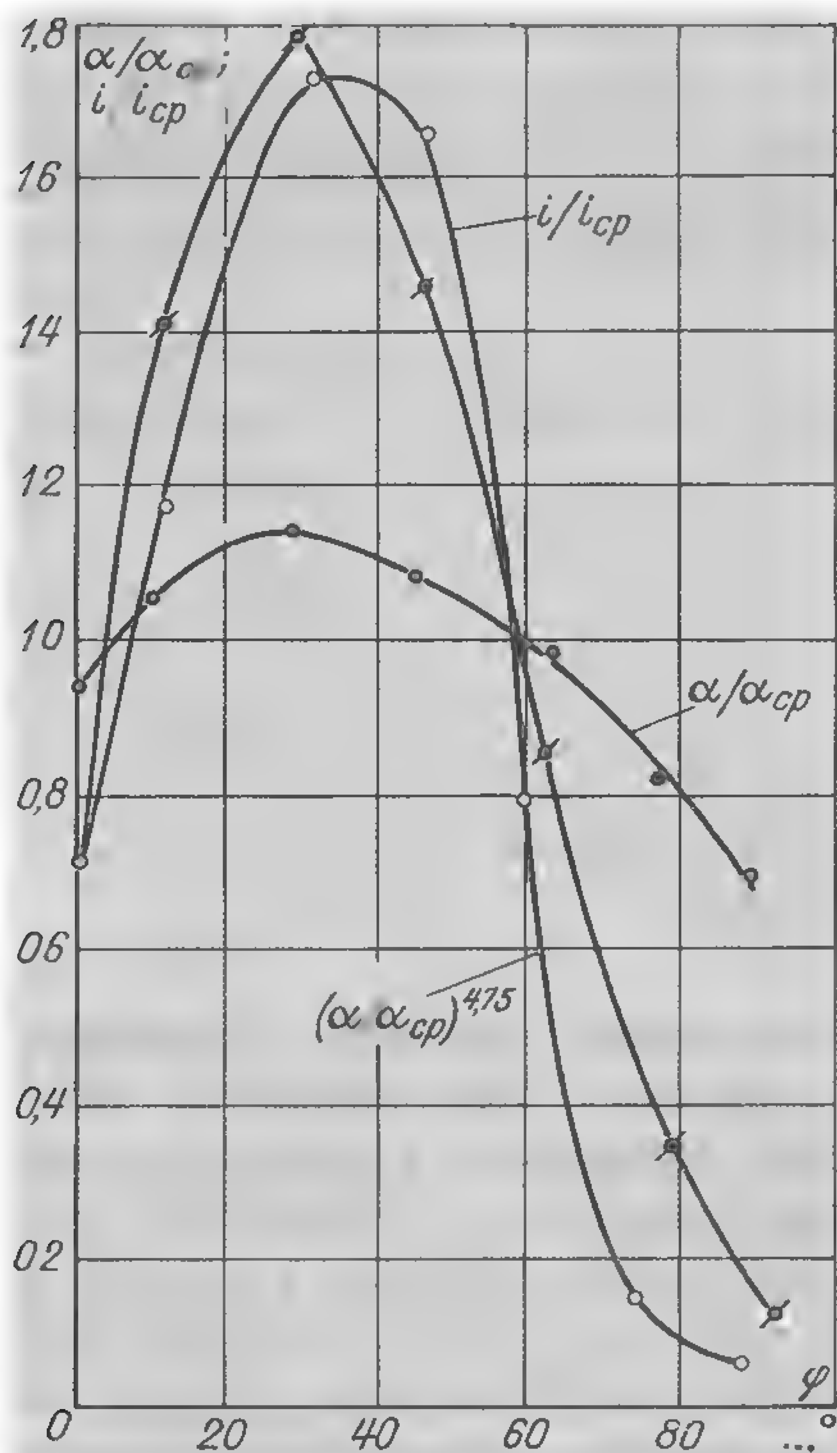


Рис. 4.9. Аналогия между процессами теплообмена и эрозии для шахматного мембранного пучка с $\bar{s}_1 = 2{,}28$; $\bar{s}_2 = 1{,}43$

фициенты теплоотдачи для $\varphi = 0 \div 90°$ (φ – угол отсчета от лобовой образующей), I и $I_{ср}$ – локальный и среднеинтегральный износ для $\varphi = 0 \div 90°$.

Результаты такой обработки для шахматного мембранного пучка показаны на рис. 4.9. Здесь использовались данные шахматного пучка с $s_1/d = 2{,}28$; $s_2/d = 1{,}43$; Re = 21 300; фракционный состав золы: $R_{200} = 2\%$, $R_{150} = 2\%$, $R_{90} = 15\%$, $R_{60} = 28\%$, $R_{40} = 41\%$.

Как видно из графиков, эпюры величин $I/I_{ср}$ и $(\alpha/\alpha_{ср})^{n_1/n_2} = (\alpha/\alpha_{ср})^{4,75}$ практически совпадают. Примечательно, что максимумы величин $(\alpha/\alpha_{ср})^{4,75}$ и $I/I_{ср}$ также совпадают. Таким образом, определяя эпюру $\alpha/\alpha_{ср}$ в пучке (что значительно проще, чем износ) можно, исходя из отмеченной аналогии, определить и местоположение максимального износа для пучков одинаковой геометрии. Еще одной интересной особенностью аналогии является тот факт, что локальный износ при $\varphi = 55°$ равен среднему износу. Зная средний износ или износ при $\varphi = 55°$, можно по модифицированной эпюре $\alpha/\alpha_{ср}$ определить и максимальный износ.

Таким образом, установлена качественная модифицированная аналогия между локальным износом и локальной теплоотдачей в глубинных рядах шахматного и коридорного пучков. Для одиночных труб такая аналогия не наблюдается.

ГЛАВА 5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННИКОВ ТУРБОУСТАНОВОК

5.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ЧИСТОГО ПАРА НА ПОВЕРХНОСТИ ТРУБНЫХ ПУЧКОВ

К теплообменникам турбоустановок относятся различные подогреватели: высокого и низкого давления, смешивающего типа, сетевые подогреватели, маслоохладители, охладители конденсата, конденсаторы, газотурбинные воздухоподогреватели и охладители. Эти теплообменники потребляют большое количество металла, в том числе и цветного, и вопросы интенсификации процессов тепло- и массообмена в них и повышение эффективности и надежности их работы, безусловно, являются важной народохозяйственной задачей. Указанные проблемы в значительной степени решаются при исследовании на моделях, что определяет актуальность различных аспектов моделирования в этих условиях. В значительной степени эффективность работы различных турбинных подогревателей и конденсаторов определяется эффективностью процесса конденсации пара различных параметров на трубчатой поверхности пучков. Вот почему этому вопросу должно быть посвящено особое внимание при моделировании таких аппаратов.

В теплообменных аппаратах, работающих при повышенных давлениях, пар не содержит примесей воздуха и процесс диффузии в парогазовой смеси практически отсутствует. Пленочная конденсация при течении пара в трубных пучках происходит для смачивающих веществ: паров воды, спирта и других, конденсирующихся на поверхности латунных, медных никелевых и стальных труб и образующих при конденсации на стенках трубы сплошную пленку конденсата, на поверхности которой устанавливается температура насыщения; таким образом, все термическое сопротивление сосредоточивается в пленке конденсата, и необходимо рассмотреть гидродинамику течения этой пленки, находящейся под воздействием сил тяжести и потока пара. При несимметричном течении пленки проявляется воздействие сил поверхностного натяжения. Ясно, что количество образующегося конденсата обратно пропорционально скрытой теплоте конденсации, а термическое сопротивление зависит от режима течения пленки и ее физических свойств, а также от геометрии пучка. Таким

образом, рассматриваемый процесс определяется температурами стенки $t_{ст}$ и насыщения t'', силой трения пара о поверхность пленки $\zeta w''^2 \rho''/2$, скрытой теплотой парообразования r, теплопроводностью λ, удельной теплоемкостью c, динамической вязкостью μ, плотностью ρ, коэффициентом поверхностного натяжения конденсата σ и ускорением силы тяжести g.

Из этих величин получается следующая система определяющих критериев [46]:

Архимеда

$$\mathrm{Ar} = \frac{gD^3}{\nu^2}\left(1 - \frac{\gamma''}{\gamma}\right);$$

Вебера

$$\mathrm{We} = \frac{\sigma}{(\gamma' - \gamma'')D^2}; \qquad (5.1)$$

Фруда

$$\mathrm{Fr}'' = \frac{\zeta'' w''^2 \gamma''}{gD\gamma};$$

Кутателадзе

$$\mathrm{K} = \frac{r}{c\Delta t};$$

Прандтля

$$\mathrm{Pr} = \nu/a.$$

В соответствии с теорией пленочной конденсации для горизонтального пучка труб имеем [46]

$$\mathrm{Nu}\,\mathrm{Ar}^{\left(-\frac{1}{3}\right)} = f_1(\mathrm{Pr}, \mathrm{Re}, \mathrm{We}, \mathrm{Fr}'', n), \qquad (5.2)$$

где n – номер ряда труб, а $\mathrm{Re} = gD/(2\gamma\nu)$.

Плотность теплового потока по рядам труб в натуре и модели должна быть подобна. Для неподвижного пара критерий Fr″ исключается. Для симметричного течения исключается критерий We. Если пренебречь переохлаждением конденсата по сравнению с теплотой конденсации, то вместо (5.2) можно записать

$$\mathrm{Nu}\,\mathrm{Ar}^{\left(-\frac{1}{3}\right)} \approx f_2\left(\mathrm{Pr}, \mathrm{Re}, \frac{\sum_1^n G_i}{G_n}\right), \qquad (5.3)$$

где G_n – количество конденсата на трубе n.

Формула (5.3) позволяет согласно [46] моделировать процесс в горизонтальном конденсаторе при любом n. Число рядов при моделировании по горизонтали выбирается из условия обеспечения реального характера обтекания на измеряемой трубке.

В аппаратах с вертикальными трубками (бойлеры, подогреватели и т. д.) пленки конденсата не взаимодействуют между собой и, естественно, критерий $\sum_1^n G_i/G_n$ исключается из рассмотрения и подобие процесса теплообмена при пленочной конденсации определяется зависимостью [46]

$$\mathrm{Nu}\,\mathrm{Ar}^{\left(-\frac{1}{3}\right)} = f\,(\mathrm{Pr}, \mathrm{Re}, \mathrm{Fr}''). \qquad (5.4)$$

Здесь в качестве линейного размера принимается высота трубы L, а диаметр трубы практически не влияет на процесс, так как толщина пленки $\delta \ll D$. В конденсаторах, где пар течет внутри труб, в каждой из них процесс независим и определяется следующим критериальным уравнением [46]:

$$\mathrm{Nu} = f\left(\mathrm{Ar}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Re}, \frac{\gamma''}{\gamma}, \frac{L}{D}, \epsilon, \beta\right),$$

где ϵ – выпар, %; β – угол наклона трубы.

В современных конденсаторах паровых турбин скорость пара оказывает динамическое воздействие на пленку конденсатора. Для учета этого эффекта вводится критерий $П_д$ [90], равный

$$П_д = \alpha_п \rho_п w_п^2/(g \lambda_к \rho_к),$$

где $\alpha_п$ – коэффициент теплоотдачи; $\lambda_к$ – теплопроводность конденсата; $\rho_п$ – плотность пара.

С учетом критерия $П_д$ в работе [90] рекомендуется следующая критериальная форма уравнения для расчета процесса конденсации в конденсаторах:

$$\mathrm{Nu} = \Phi\,[П_д, \mathrm{Ar}, \mathrm{Pr}, \mathrm{K}, f_a, f_b],$$

где f_a, f_b – функции, характеризующие геометрию трубного пучка в условиях раздачи воды.

Расчетный температурный коэффициент в конденсаторах, подсчитанный как среднелогарифмический температурный напор $\Delta_{\lg}$ по температурам входа и выхода воды и температуре насыщения, отличается от действительного вследствие различий процесса теплообмена по ходам конденсатора, т. е.

$$\Delta t = f\,(\Delta t_{\lg}, z) = f_A z.$$

Тогда для Nu имеем [90]

$$\mathrm{Nu} = \Phi\,(П_д, \mathrm{Ar}, \mathrm{Pr}, \mathrm{K}, f_A, z).$$

В работе [90] предлагается следующая зависимость для отношения коэффициента средней теплоотдачи конденсатора с учетом скорости пара

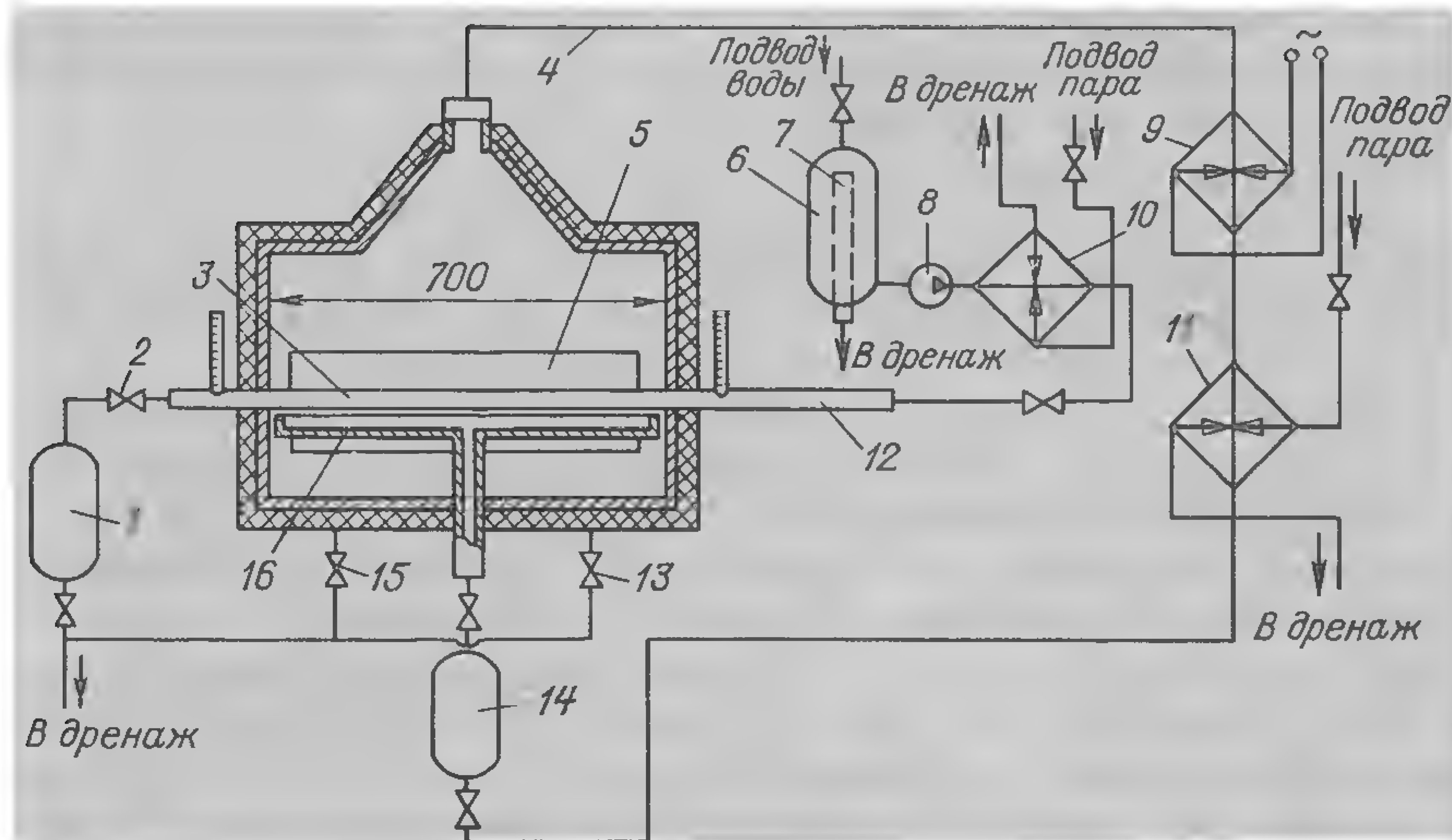


Рис. 5.1. Схема стенда для исследования конденсации пара на горизонтальных трубках

1, 6 – баки; *2* – вентиль; *3* – опытная труба; *4* – паропровод; *5* – смотровое окно; *7* – трубка; *8* – насос; *9* – пароперегреватель; *10* – теплообменник; *11* – испаритель; *12* – участок гидродинамической стабилизации; *13, 15* – продувочные вентили; *14* – мерный бак; *16* – конденсатосборник

$\bar{\alpha}_п$ к коэффициенту теплоотдачи при неподвижном паре:

$$\frac{\bar{\alpha}_п}{\alpha_н} = 19\Pi^{0,1}\mathrm{Nu}_н^{-0,5}\left(1 + \frac{z}{2}\right)^{0,33}\left(\frac{f}{F}\right)^{0,15},$$

где f/F – относительный периметр набегания пара на трубный пучок; $\Pi = \rho w_п^2(\rho g d_1)$ – параметр, характеризующий гидродинамическое подобие пучков.

Влияние неконденсирующихся газов согласно [90] может быть учтено начальным относительным содержанием воздуха в смеси ϵ_0. По результатам опытов с конденсаторами получено

$$\frac{\alpha_{см}}{\alpha_п} = 0{,}81 g_в^{-0,04}$$

(где $g_в$ – расход воздуха, содержащегося в поступающем паре, отнесенный к единице поверхности охлаждения ($g_в = \epsilon_0 g_п$) или

$$\frac{\alpha_{см}}{\alpha_п} = 0{,}68\,\epsilon_0^{-0,04}.$$

В конденсаторе условия теплообмена каждой отдельной трубки существенно отличаются, и поэтому невозможно выбрать "представительную" трубку и изучать ее изолированно. Практически каждая трубка натурного конденсатора отличается от других количеством натекающего на нее конденсата, плотностью теплового потока, скоростью парового

потока, температурным напором, концентрацией неконденсирующихся газов и условиями отвода воздуха, степенью провисания трубки в пучке, условиями накипеобразования и т. д.

Практически надежные расчетные рекомендации могут быть получены при испытании натурных конденсаторов. Однако такие вопросы, как разработка методов интенсификации теплообмена снаружи и внутри трубки, прочностные характеристики, отработка методов очистки и некоторые другие, могут изучаться на одиночной трубке.

Исследование методов интенсификации теплообмена применительно к конденсационным установкам проводились автором и В. С. Прохоренко на стенде, состоящем из парового и водяного контуров (рис. 5.1). Дистиллированная вода заливалась в испаритель *11*. Подогрев воды в испарителе осуществлялся острым паром. Влажный пар, полученный из дистиллированной воды, перегревался на 1–2° в пароперегревателе *9* и далее по паропроводу *4* подавался в паровое пространство экспериментального стенда, где конденсировался на наружной поверхности опытной трубки. Конденсат, стекающий с этой трубки, попадал в конденсатосборник *16* и через мерный бак *14* поступал обратно в испаритель. Продувка парового пространства осуществлялась через продувочные вентили *13, 15*. Наблюдение за процессом конденсации осуществлялось сквозь смотровое окно *5*. Температура перегретого пара определялась ртутным термометром с ценой деления 0,1 °С, давление измерялось ртутным дифференциальным манометром. Количество конденсата, полученного при конденсации пара на наружной поверхности исследуемой трубки, определялось с помощью мерного бака *14*. Охлаждающая вода подводилась в бак *6*, где с помощью переливной трубы *7* поддерживался постоянный уровень. Далее насосом *8* вода подавалась к опытной трубе *3*, затем через мерный бак *1* сбрасывалась в дренаж. Подогрев воды, поступающий к экспериментальной трубе, осуществляли в теплообменнике *10*. Температура воды на входе в трубку и на выходе из нее определялась ртутным термометром с ценой деления 0,1 °С. Перед рабочей трубкой устанавливался участок гидродинамической стабилизации *12*, длина которого составляла $15d$. Температура стенки трубы определялась по ее электрическому сопротивлению. При исследовании процесса конденсации на измерительной трубке температура на входе была 2,5–7 °С, а на выходе 8–75 °С, температура стенки изменялась в пределах 50–90 °С. При определении теплообменных харак-

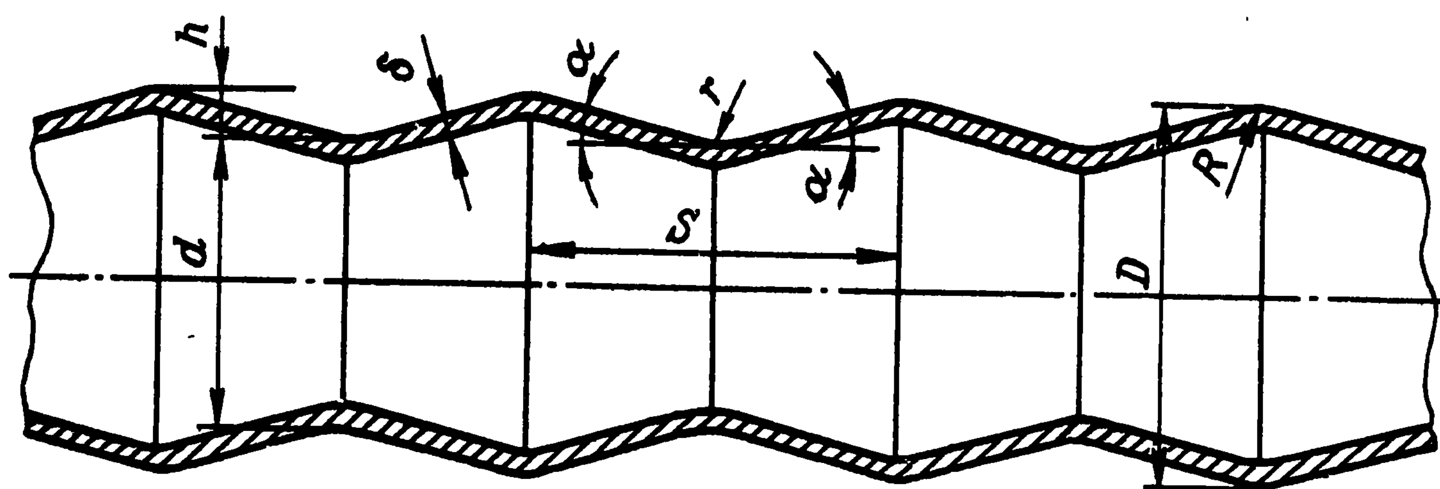


Рис. 5.2. Схема волнистой трубки

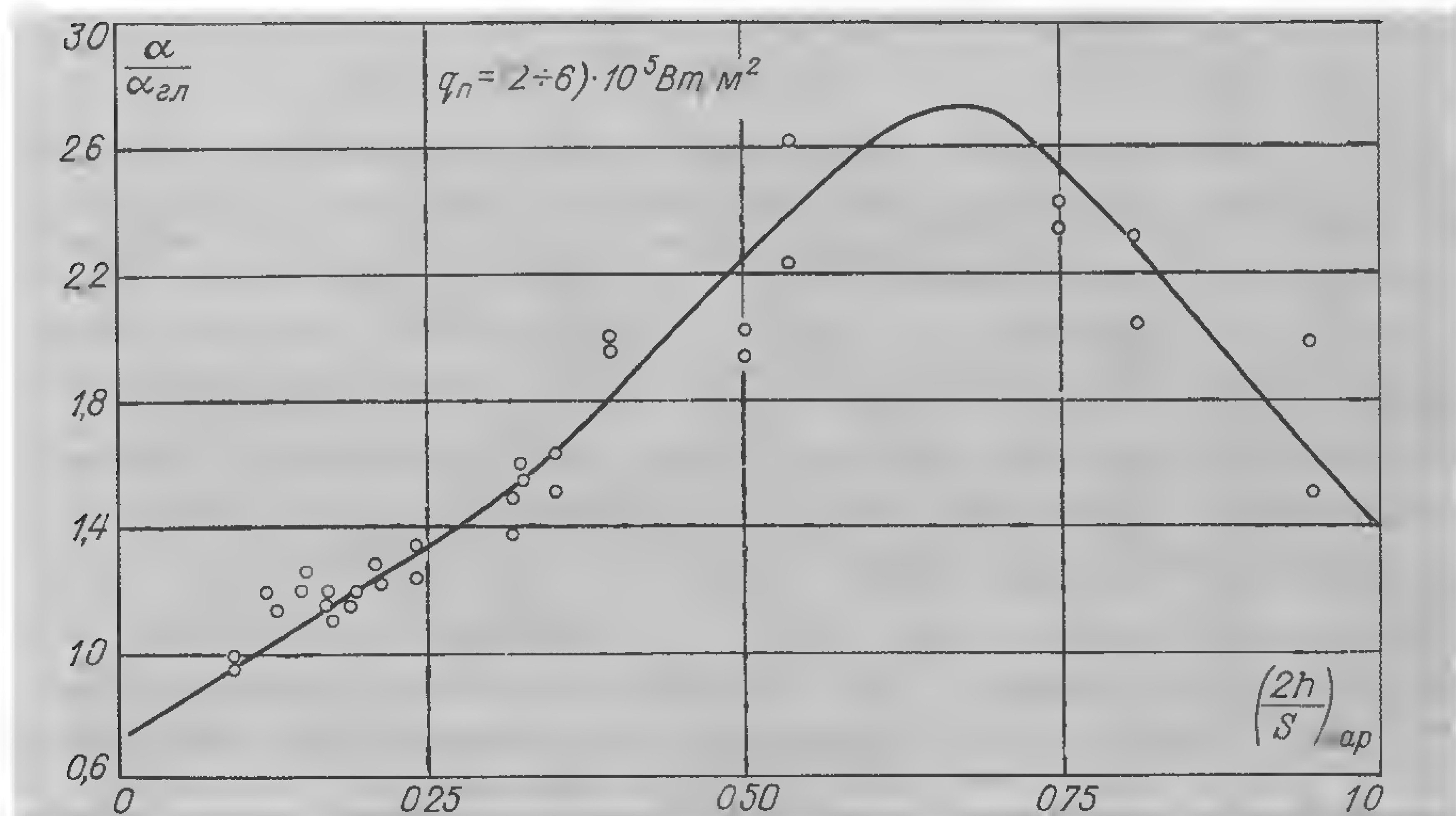


Рис. 5.3. Теплообмен при конденсации пара на горизонтальных волнистых трубках

теристик внутри трубки скорость воды изменялась в пределах 0,3–3,7 м/с, и вода нагревалась на 6–20 °С, а температура воды на входе была 8–14 °С. Давление пара поддерживалось на уровне $1{,}1 \cdot 10^5 - 1{,}19 \cdot 10^5$ Па, температура составляла $10^4 - 10^6$ °С. Проведенная тарировка стенда (опыты с гладкой трубой) показала совпадение с каноническими зависимостями

$Re = 0{,}81 z_н^{3/4} \epsilon_t$ – для паровой стороны и $Nu = 0{,}021 Re_в^{0,8} Pr_в^{0,43} \times$

$\times (Pr_в / Pr_{ст})^{0,25} \epsilon_l$ – для водяной стороны.

Здесь

$$z_н = Ga^{1/3} (PrK)^{-1}; \quad Re_в = \frac{\bar{q} H}{r \mu_ж}.$$

В опытах исследовалась волнистая труба типа конфузор – диффузор, на вершинах гофр которых конденсатная пленка под действием сил поверхностного натяжения стягивалась, утонялась, за счет чего происходила интенсификация теплообмена.

Опытные данные для волнистой трубы (геометрия которой указана на рис. 5.2) представлены на рис. 5.3. Теплоотдача волнистой трубы со стороны пара повысилась в 2,6 раза, со стороны воды – в 2,3 раза.

При проведении указанных опытов особое внимание было уделено предотвращению капельной конденсации. С этой целью в испаритель добавлялся едкий натрий с концентрацией 0,625 г/дм³, и особое внимание уделялось чистоте рабочих поверхностей стенда.

В данных опытах волнистая трубка исследовалась не в условиях вакуума, а при $p = 10^5$ Па. Следует полагать, что в условиях вакуума положительный эффект сохранится.

5.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ ВЫСОКОГО И НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ (ПВД И ПНД)

Подогрев воды в трубках ПВД и ПНД осуществляется в основном за счет конденсации пара: для ПВД при абсолютном давлении 13–65 ат, ПНД – при давлении 0,18 – 6 ат. В настоящее время ПВД изготовляются из спиральных горизонтальных трубных пучков, а ПНД – из U-образных трубок. Одним из путей интенсификации теплообмена для указанных условий является применение наклонных к горизонту спиральных труб, что должно устранить заливаемость конденсатом трубного пучка, уменьшить толщину конденсатной пленки и улучшить доступ пара к поверхности конденсации. Указанный прием, как и другие приемы повышения эффективности, исследовался в НПО ЦКТИ С. С. Иващенко на стенде ПВД (рис. 5.4) [32]. Внутри корпуса модели размещался пучок из восьми спиральных труб, расположенных друг под другом. Концы спиралей, как и в ПВД, были подсоединены к коллекторам. Двухплоскостные спирали из труб 32 X 5 мм, изготовленные на заводе "Красный котельщик" (ТКЗ), имели восемь витков в каждой плоскости. Они были дистанционированы специальными планками шириной 0,04 мм и высотой 0,012 м. Между плоскостями навивки одной спирали выдерживался зазор 0,004 м. Вода подавалась через входной коллектор к спиралям, отводилась через выходной коллектор и циркулировала в специальном контуре, обеспечивающем охлаждение до входной температуры и расход воды со скоростями в трубном пучке до 2,5 м/с.

Подача пара в корпус модели и его раздача осуществлялись установкой в парораспределительном коробе перфорированного листа. Через него пар поступал в трубный пучок.

При горизонтальном расположении спиралей образовавшийся конденсат стекал сверху вниз через весь пучок, а при наклонном – по виткам спирали в сторону уклона. При этом практически устранялось заливание конденсатом. В модели в основном воспроизводились процессы, протекающие в реальных ПВД. Конденсат собирался в нижней части корпуса модели и затем из нее удалялся.

Для визуального наблюдения и фотографирования на корпусе имелось два смотровых окна с подсветкой. Система для наклона модели осуществляла изменение угла без отключения установки.

Определяющими факторами в экспериментах являлись: давление пара; скорость воды в трубах; располагаемый температурный напор; угол наклона к горизонту плоскостей навивки спиральных труб. Диапазон изменения параметров соответствовал значениям параметров в реальных ПВД.

Основными замеряемыми параметрами являлись: давление пара в корпусе $p_п$, воды на входе и выходе из трубного пучка $p_{в.вх}$ и $p_{в.вых}$, атмосферное давление $p_{атм}$; расход воды $G_в$ и количество сконденсированного пара на входе в корпус модели $g_{п.вх}$, температура насыщения пара t_s, воды на входе в трубный пучок $t_{в.вх}$ и на выходе из него $t_{в.вых}$; нагрев воды по трубному пучку $\delta t_в$ и недогрев воды на выходе из трубного пучка до температуры насыщения пара $\Delta t_{нг}$; угол наклона трубного пучка β. Точки замера параметров p, t и δt показаны на рис. 5.4.

Для существенного повышения точности определения малых величин $\delta t_в$ и $\Delta t_{нг}$, в основном характеризующих эффективность теплообмена, осуществлялось их непосредственное измерение с помощью дифференциальных термопар, спаи которых располагались на входе и выходе из трубок, а также в специальной зоне с температурой насыщения конденсата t_s.

Указанная установка позволяет моделировать процесс теплоотдачи в ПВД, результаты опытов следует обрабатывать в критериях подобия, указанных в § 5.1. Для сопоставления вариантов при промежуточной обработке опытные данные пред-

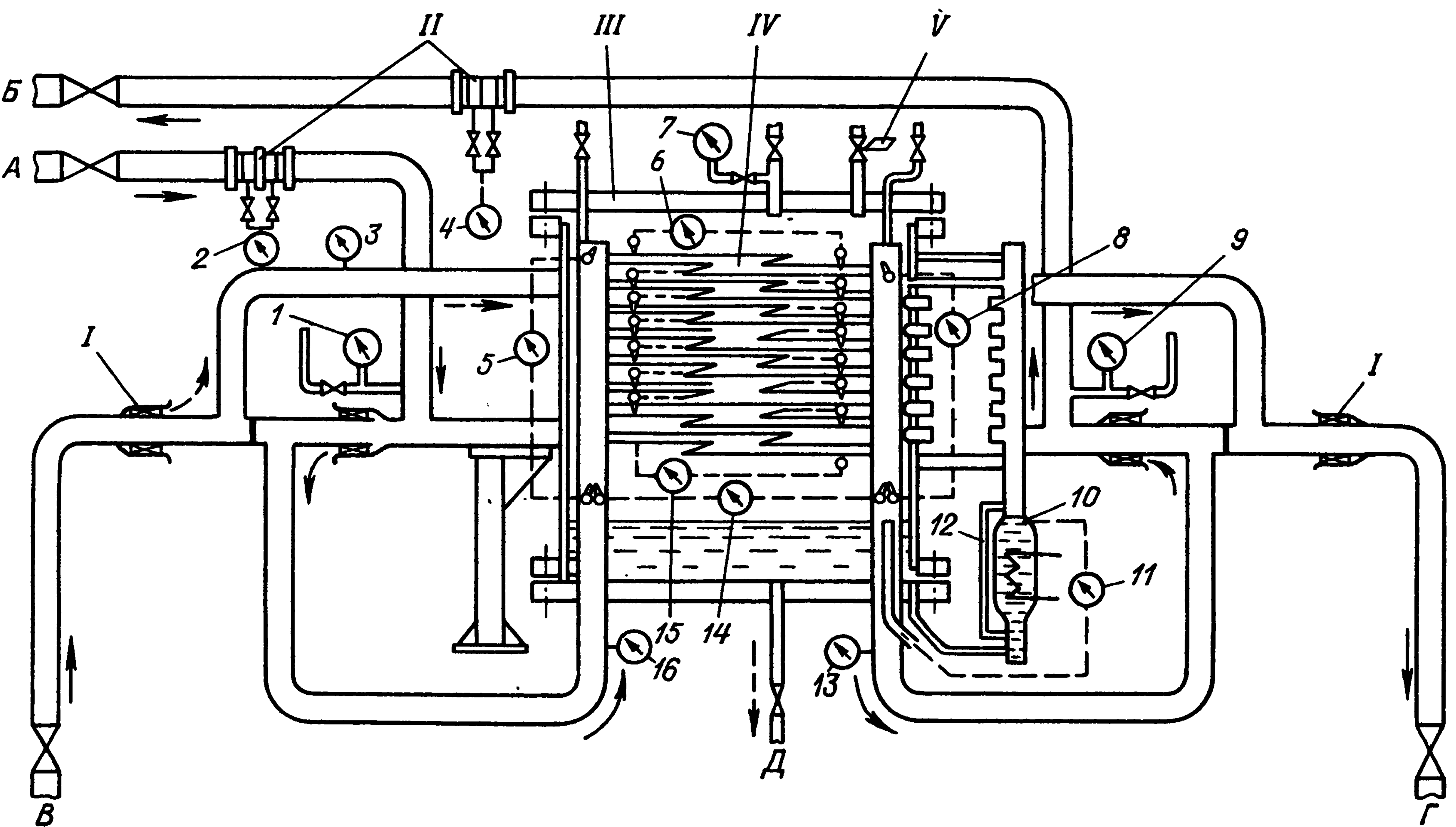


Рис. 5.4. Схема стенда для исследования ПВД

А, Б – подвод и отвод нагреваемой в трубном пучке воды; *В* – подвод греющего пара; *Г* – отвод остывшего пара; *Д* – отвод конденсата пара

I – бак для замера уровня и поддержания состояния насыщения конденсата; *II* – расходомерная шайба; *III* – модель ПВД; *IV* – пучок спиральных труб; *V* – предохранительный клапан

1, 9 – давление нагреваемой воды на входе и выходе из трубного пучка; *2, 4* – расход нагреваемой воды через трубный пучок; *3* – температура греющего пара на входе в корпус; *5, 8* – измерение температуры нагреваемой воды во входном и выходном коллекторах; *6, 7* – манометры; *10* – температура насыщения греющей среды в корпусе; *11* – общий подогрев воды до температуры насыщения греющего пара по трубному пучку; *12* – уровень конденсата в корпусе; *13, 16* – температура нагреваемой воды на входе; *14* – суммарный нагрев воды по трубному пучку; *15* – нагрев воды по каждой из восьми спиралей

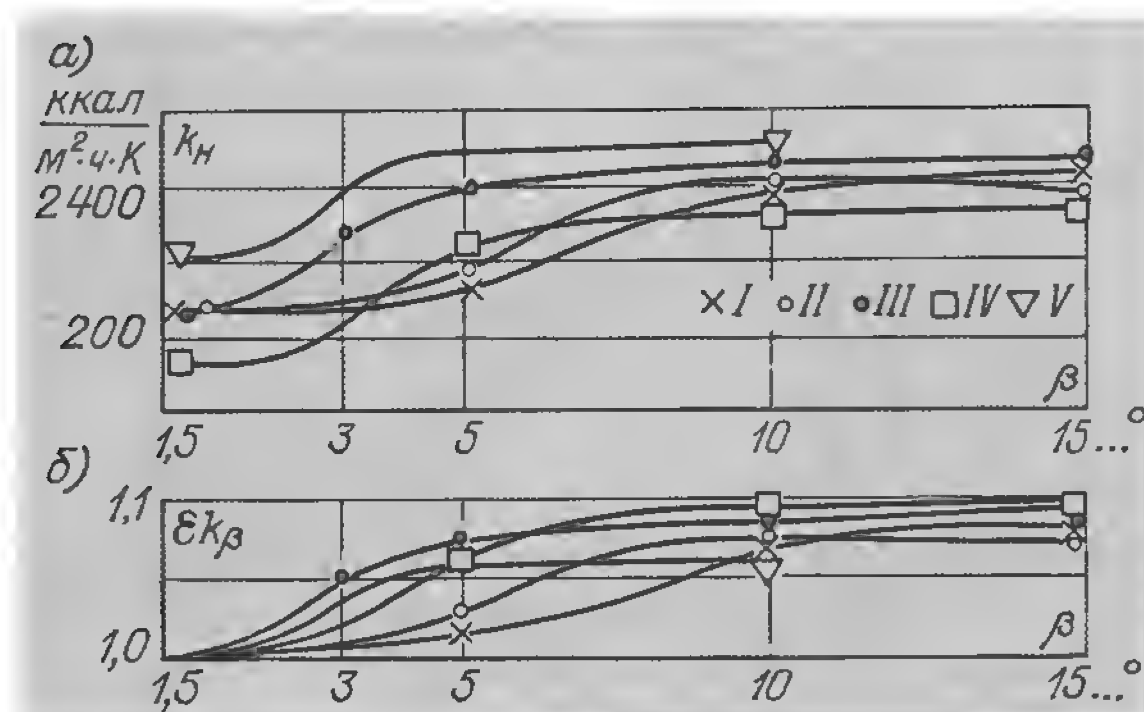


Рис. 5.5. Влияние наклона трубок ПВД на тепловую эффективность: *а* – абсолютную $k_н$; *б* – относительную ϵk_β
I – p = 1 МПа; $w_в$ = 2,47 м/с; $\Delta t_р$ = 59 °С; *II* – p = 0,37 МПа; $w_в$ = 1,52 м/с; $\Delta t_р$ = 24 °С; *III* – p = 1,02 МПа; $w_в$ = 2,1 м/с; $\Delta t_р$ = 42 °С; *IV* – p = 0,7 МПа; $w_в$ = 2,49 м/с; $\Delta t_р$ = 29 °С; *V* – p = 0,14 МПа; $w_в$ = 1,58 м/с; $\Delta t_р$ = 13 °С

ставлялись в виде $\alpha = f(\beta)$. Некоторые данные показаны на рис. 5.5, из которого следует, что наклон трубок увеличивает коэффициент α на 15%. На рассмотренной установке можно также исследовать влияние скорости пара и других режимных параметров, влияние геометрии поверхности нагрева, различные методы интенсификации теплообмена.

Стендовые исследования элементов ПНД. В НПО ЦКТИ под руководством В. А. Пермякова проводятся испытания трубной системы ПНД с целью интенсификации теплообмена. Стенд, созданный для решения этих задач (рис. 5.6), состоит из циркуляционного контура с емкостью для воды *2*, охладителя циркуляционной воды *3*, циркуляционного насоса *5*, горизонтального подогревателя *8* с исследуемыми трубами, мерного бака *1* и трубопроводов насыщенного пара, питательной воды и технической воды. Циркуляция питательной деаэрированной воды в контуре обеспечивается насосом производительностью до 50 м³/ч. Нагретая в трубках вода охлаждается в охладителе технической водой. Расход воды через исследуемые трубки регулируется в широком диапазоне задвижкой перед и за насосом, байпасной задвижкой и вентилями. Для выпуска воздуха из циркуляционного контура при его заполнении питательной водой предусмотрены воздушники. Слив воды из контура и конденсата из горизонтального подогревателя производился через дренажные вентили.

Для периодической продувки парового пространства подогревателя перед каждой записью режима на корпусе подогревателя предусмотрен воздушник.

Конденсат греющего пара поступает в измерительный бак *7*, а затем сбрасывается в дренажный трубопровод. Наличие конденсата в корпусе подогревателя контролируется с помощью водомерных трубок контрольного бака *4* и дренажного бака. Для основной продувки корпуса

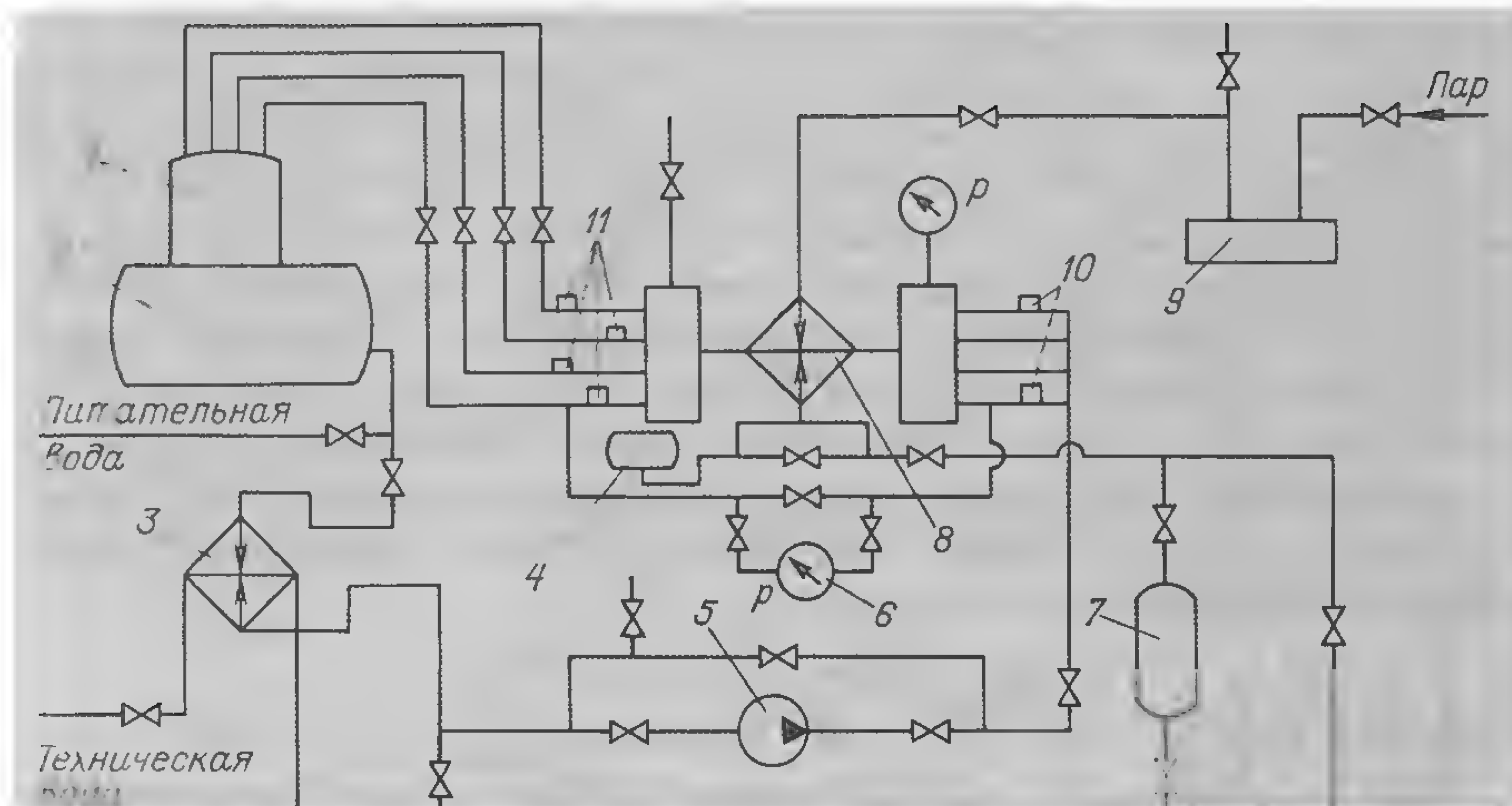


Рис. 5.6. Стенд для исследования элементов ПНД
1 – мерный бак; *2* – бак; *3* – охладитель; *4* – контрольный бак; *5* – насос; *6* – дифманометр ДС-Э; *7* – дренажный бак; *8* – подогреватель; *9* – паровой коллектор; *10* – точки замера температуры на входе; *11* – точки замера температуры на выходе

в начале эксперимента открывался вентиль байпас-дренажного бака. Продувка производилась до тех пор, пока термометр контрольного бака не показывал температуры насыщения, соответствующей давлению греющего пара. Такой контроль позволяет избежать значительного недогрева

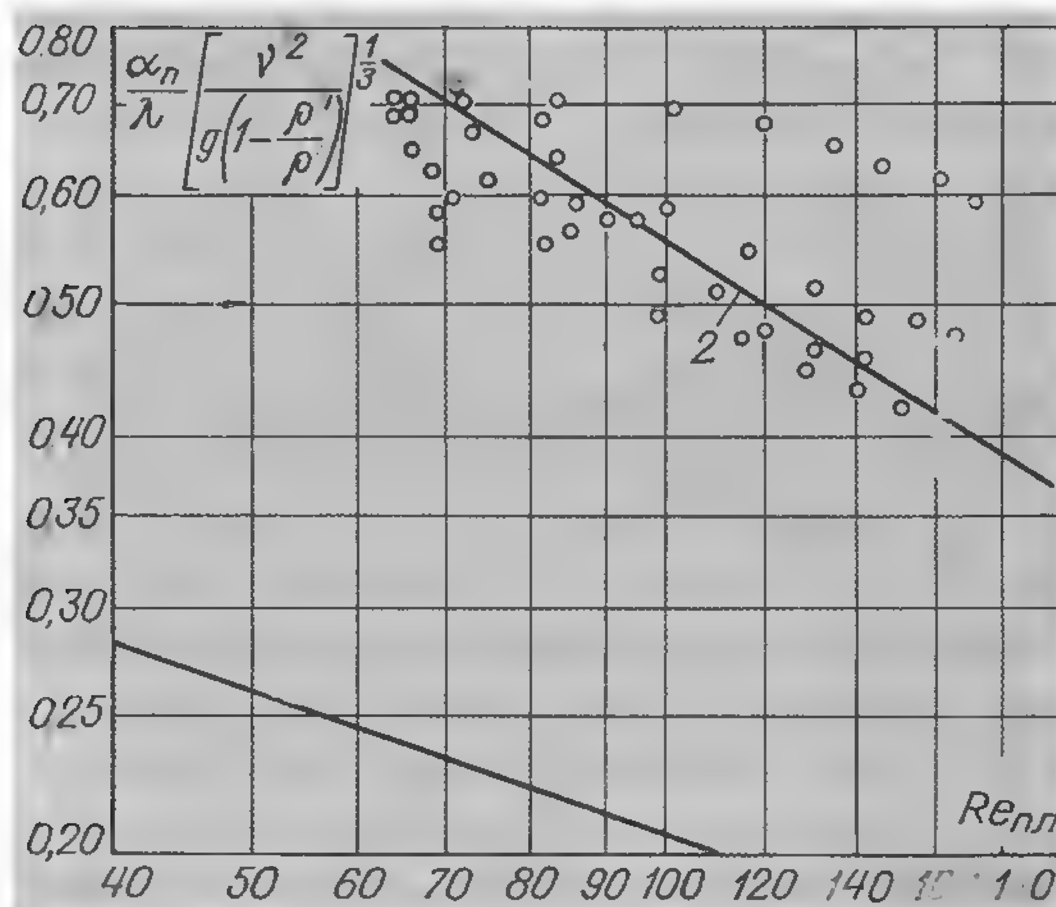


Рис. 5.7. Теплообмен при конденсации пара на пучках труб с накаткой
1 – расчет по Нуссельту для гладкой трубы; *2* – труба с накаткой $d_{вн}/D = 0{,}919$; $s/D = 0{,}363$

питательной воды в исследуемых трубках (на 8–12 °С). Система измерения обычна для таких стендов. Горизонтальный подогреватель состоит из корпуса диаметром 325 мм, в котором возможно установить 16 труб по квадратной разбивке. Внутреннее пространство подогревателя разделено вертикальными перегородками на 4 отсека, в каждом из которых можно установить 4 трубы. Для выравнивания температуры воды на выходе из каждой трубки устанавливались медные дырчатые шайбы с теплоизолирующей прокладкой около стенки, образующей зазор для свободного протока воды. Внутри этих шайб по центральному отверстию устанавливались термопарные гильзы, выведенные сквозь стенку соединительной втулки. В опытах исследовались трубы с накаткой. Опытные данные обрабатывались в координатах

$$\frac{\alpha_п}{\lambda}\left[\frac{\nu'^2}{g(1-\rho''/\rho')}\right]^{1/3}, \quad Re_{пл}=\frac{q\pi D}{\mu r}.$$

Для гладких труб опытные данные соответствовали формуле Нуссельта

$$\frac{\alpha_п}{\lambda'}\left[\frac{\nu'^2}{g(1-\rho''/\rho')}\right]^{3}=0{,}95\,Re_{пл}^{-1/3}.$$

Для труб с накаткой опытные данные, представленные на рис. 5.7, свидетельствуют о значительном увеличении интенсивности теплообмена.

5.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАСЛООХЛАДИТЕЛЕЙ

Для охлаждения масла в подшипниках турбомашин применяются трубчатые маслоохладители, в которых нагретое масло охлаждается холодной водой. Поскольку теплопроводность масла, как известно, в несколько раз меньше, чем воды, а коэффициент теплоотдачи $\alpha \sim \lambda$ при прочих равных условиях, то интенсивность теплоотдачи при течении масла существенно меньше, чем при течении воды. Таким образом, лимитирующее термическое сопротивление в маслоохладителях находится со стороны масла и интенсификация теплообмена должна осуществляться в этих каналах. Задачами модельных исследований для маслоохладителей является разработка новых поверхностей нагрева (каналы с турбулизаторами, оптимизация оребрения с интенсификаторами и т. д.), улучшение общей гидродинамики маслоохладителя (снижение неравномерностей, устранение зон с низкими скоростями), повышение температурного напора, герметизация масляных полостей аппарата, выбор и проверка новых материалов. С точки зрения моделирования процессов теплообмена и гидродинамики, обязательным является геометрическое подобие основных теплообменных элементов, соблюдение неизменными критериев Pr, Re, в ряде случаев и критерия Gr, и симплекса $(\mu_{ст}/\mu_n)^n$ или $(Pr_{ст}/Pr_n)^m$.

На рис. 5.8 показана схема стенда для исследования элементов охладителей масла типа МБРГ [71] (маслоохладитель из труб с продольным

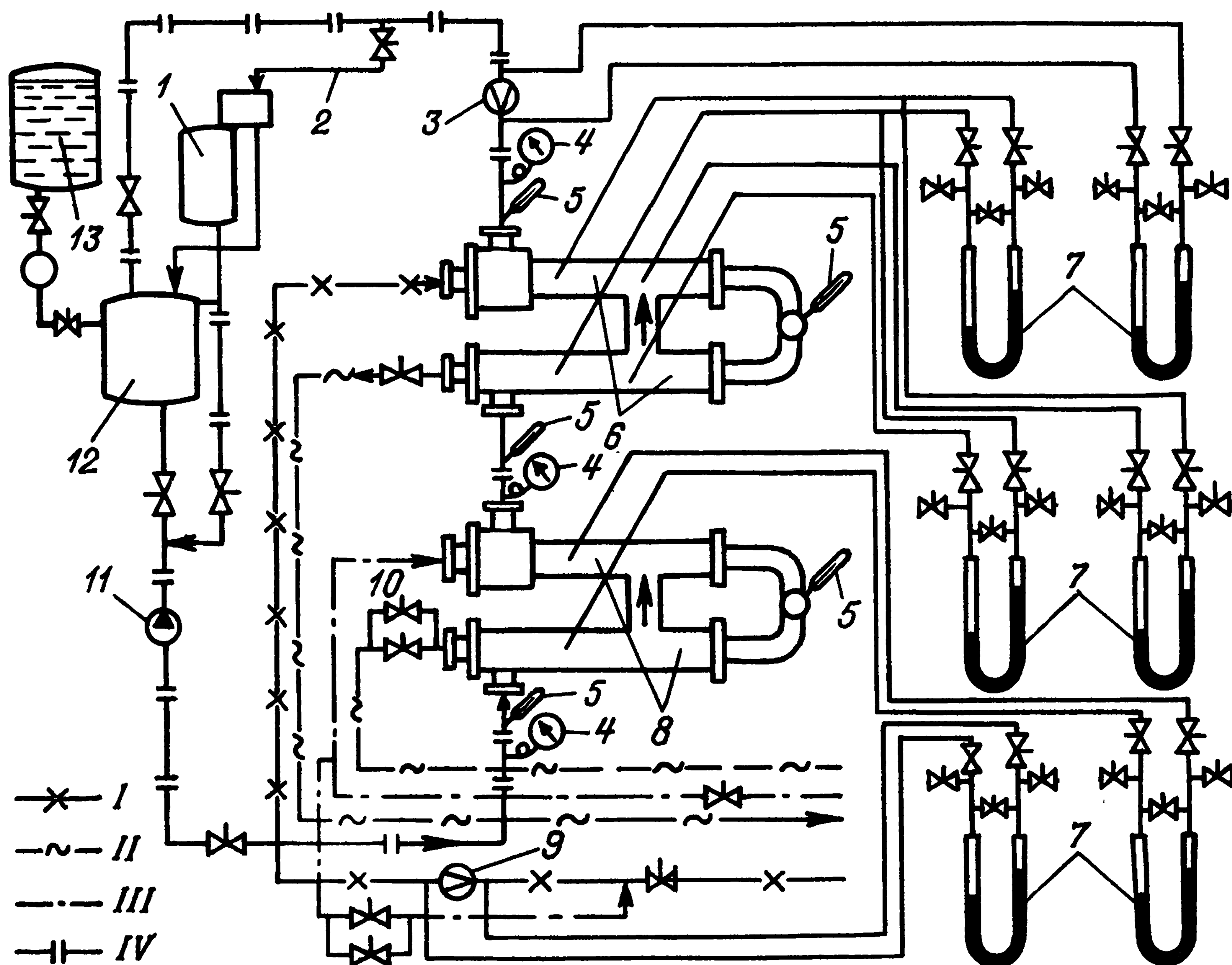


Рис. 5.8. Схема стенда для исследования охладителя масла типа МБРГ

1 – вспомогательный бак; *2* – подвод масла; *3* – диафрагма; *4* – образцовые манометры; *5* – лабораторные термометры; *6* – маслоподогреватель; *7* – ртутный дифманометр; *8* – охладитель; *9* – диафрагма; *10* – игольчатые вентили; *11* – насос; *12* – бак; *13* – основной бак

I – линия холодной воды; *II* – сливные линии; *III* – линии горячей воды; *IV* – линии масла

приварным оребрением). Два первых по ходу масла элемента использовались для его подогрева, а два других моделировали первый и второй ходы масла и воды в аппарате МБРГ. В модели охладителя *8* масло и вода совершают два хода по противоточной схеме, в маслоподогревателе *6* масло и вода двигаются таким же образом. Масло из основного бака *13* поступает в расходный бак *12*, а из него насосом *11* подается к маслоподогревателю *6* и охладителю *8*, после которого возвращается в бак *12*. За охладителями установлена нормальная диафрагма *3*. Расход охлаждающей воды контролировался также по тарированной диафрагме *9*. Вторичными приборами к диафрагмам являлись ртутные дифманометры *7* типа ДТ-50. Температура масла и воды измерялась лабораторными термометрами *5* с ценой деления 0,1 °С. Давление контролировалось по образцовым манометрам *4*. Гидравлические сопротивления отдельных участков охладителя и подогревателя по воде определялись по U-образным манометрам, заполненным подкрашенным тетрабромэтаном. Для регулирования начальной температуры воды была предусмотрена подача

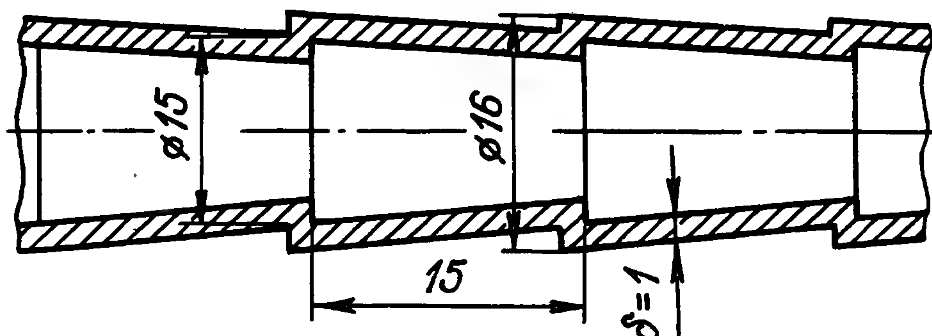


Рис. 5.9. Схема отдельной трубки маслоохладителя

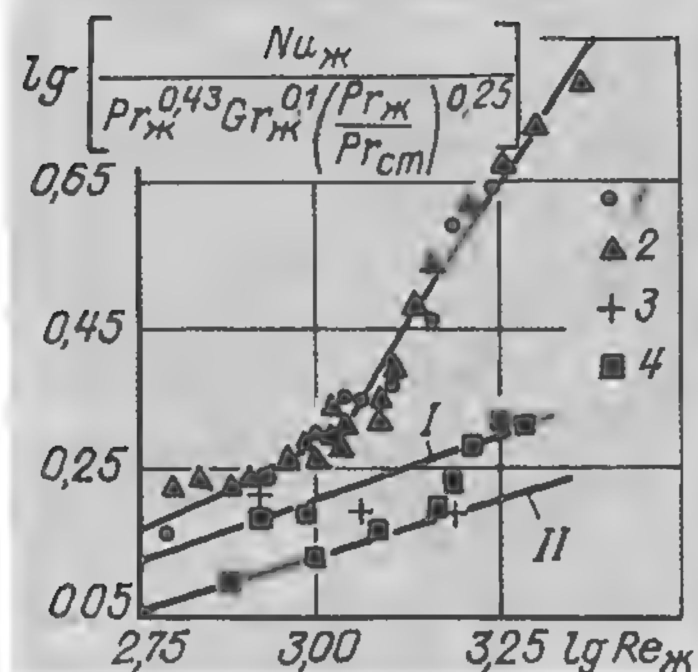


Рис. 5.10. Теплообмен при течении масла в трубке типа конфузор–диффузор

волнистая труба: *1* – $t_{ст}$ = = 23 ÷ 29 °С; *2* – $t_{ст}$ = 9 ÷ 10 °С

гладкая труба: *3* – $t_{ст}$ = = 15 ÷ 20 °С; *4* – $t_{ст}$ = 9 ÷ 10 °С

I, II – расчет соответственно по В. А. Андрееву и В. П. Исаченко [33]

горячей воды в охлаждающую систему перед охладителем. Для плавной регулировки температуры основные вентили по линиям горячей и холодной воды были байпасированы игольчатыми вентилями *10*.

Работы по интенсификации теплообмена в трубках маслоохладителей можно проводить на более простых установках.

Автором совместно с В. С. Прохоренко применительно к маслоохладителям были исследованы трубы типа конфузор – диффузор. Схема экспериментальной трубки показана на рис. 5.9. Исследования теплообмена и гидравлического сопротивления трубы проводились на стенде, который состоит из независимых масляного и водяного контура. Температура на входе и выходе трубы измерялась лабораторными ртутными термометрами, установленными после соответствующих смесителей. Длина экспериментального участка составляла 2,4 м и выбиралась с целью получения достаточного температурного перепада по маслу при течении последнего внутри трубы. Температура наружной поверхности трубы определялась термопарами, зачеканенными на поверхности трубы. Расход теплоносителей измерялся как обычным способом, так и мерными шайбами. Сначала для тарировки стенда использовалась гладкая труба 19 X X 1 мм. Температура наружной поверхности составляла 15–19 °С для гладкой трубы и 23–29 °С – для волнистой. Опытные данные аппроксимировались прямыми, представленными на рис. 5.10, в координатах

$$\frac{Nu_{ж}}{Pr_{ж}^{0,43} Gr_{ж}^{0,1} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{с.т}}\right)^{0,25}},\ Re.$$

Для гладкого канала опытные данные соответствуют уравнению

$$Nu_ж = 0,17Re_ж^{0,33}Pr_ж^{0,43}Gr_ж^{0,1}(Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Применение указанной трубы переменного сечения приводит при Re = 2000 к увеличению числа Nu в 2,5–3,1 раза, а коэффициента гидравлического сопротивления в 2,1–2,4 раза. При равных потерях на сопротивление теплосъем увеличивается на 40–70%. Разработка новых поверхностей нагрева, существенно интенсифицирующих процесс теплообмена, на базе модельных исследований позволила значительно сократить расход металла и габариты промышленных маслоохладителей.

5.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШИВАЮЩИХ ПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ

Смешивающие подогреватели, как известно, имеют ряд преимуществ по сравнению с поверхностными подогревателями: отсутствие металлических теплообменных поверхностей, более низкую стоимость и меньшую трудоемкость при изготовлении, неповреждаемость при выходе из строя отдельных трубок. В смешивающих подогревателях конденсат нагревается при непосредственном контакте с паром. Конструкции, методика расчета и особенности эксплуатации таких подогревателей подробно изложены в [79]. Основная функция смешивающего подогревателя, как известно, состоит в обеспечении максимального и стабильного нагрева конденсата. Указанный процесс осуществляется при струйном дроблении воды в поперечно омывающем потоке пара или паровоздушной смеси. Эти процессы могут быть исследованы в стендовых условиях с обработкой опытных данных методами теории подобия. Согласно [29, 44], процесс теплообмена в указанных условиях определяют следующие критерии:

критерий Лапласа

$$L = \frac{\rho w_п^2 d}{\sigma}$$

(здесь ρ и $w_п$ – плотность и скорость парового потока; d – диаметр отверстия для струи);

критерий, учитывающий влияние выпадающего конденсата (критерий Кутателадзе),

$$K = \frac{r}{c_p(t_2 - t_1)}$$

(где t_1 – температура воды перед струей; t_2 – температура воды после струи);

критерий Прандтля

$$Pr = \nu/a;$$

критерий Фруда

$$\mathrm{Fr} = \frac{w_1^2}{gd}$$

(где w_1 – начальная скорость воды в струях);

критерий геометрического подобия системы l/d;

$(1 - \pi)$-критерий, учитывающий парциальное давление воздуха в паровоздушной смеси ($\pi = G_в / G_{см}$ – отношение массового количества воздуха в паровоздушной смеси к примерному количеству воздуха и пара).

При обработке опытных данных скорость воды и диаметр отнесены к начальному сечению струи. За определяющую температуру принята температура насыщения при данном давлении. Физические свойства воды σ, ν, a приняты на линии насыщения. Процесс теплообмена в указанных условиях определяется следующим критериальным уравнением:

$$\lg \frac{t_п - t_1}{t_п - t_2} = A \left[\mathrm{L}^a, \mathrm{K}^b, \mathrm{Pr}^c, \mathrm{Fr}^d \left(\frac{l}{d}\right)^e (1 - \pi)^f \right].$$

Для определения величин A, a, b, c, d, e, f в НПО ЦКТИ были проведены опыты на специальном стенде [79]. В нем деаэрированная вода забиралась насосом ЛК-5-15 из нижней части экспериментальной камеры и подавалась в ее распределительную головку через подогреватель или охладитель воды. В распределительной головке происходило частичное выделение растворимых в воде газов. Геометрические характеристики пучка были постоянны: отверстия для струй располагались по углам правильных треугольников, отношение расстояния между отверстиями к диаметру их было 3,5–4. Конструкция камеры позволяет изменять длину и диаметр отверстий, а также производить визуальные наблюдения. На участке замкнутого кольца движения воды до насоса производилась подпитка схемы через подпиточный деаэратор следующими потоками: 1) конденсатом пара, практически не содержащим растворенных газов, для получения малых концентрация O_2 в воде; 2) водопроводной водой для получения начальных концентраций O_2 в воде в указанных выше пределах и концентраций O_2 до 6 мг/дм^3; 3) водным раствором NH_3. На этом участке производился ввод CO_2 при работе на концентрациях, превышающих 6 мг/дм^3. Для подогрева и деаэрации в экспериментальную камеру подавался насыщенный пар, чистый или с примесью воздуха. В схеме стенда для регулирования параметров пара и массового состава паровоздушной смеси предусматривались охладитель пара и система подвода воздуха. Не сконденсировавшийся в камере пар поступал в барометрический конденсатор. Воздух из конденсатора отсасывался пароструйным эжектором. Методика измерений существенных отличий от обычных не имела. В результате обработки опытных данных В. Ф. Ермоловым была получена следующая критериальная зависимость:

$$\lg \frac{t_н - t_1}{t_н - t_2} = 0{,}085 \frac{l}{d} L^{0,33} \mathrm{K}^{-0,13} \mathrm{Pr}^{-0,62} \mathrm{Fr}^{-0,33} (1 - \pi).$$

Уравнение справедливо при следующих параметрах процесса: давления 1–130 Па; начальном температурном напоре от нуля до максималь-

ного возможного при данном давлении в аппарате; динамическом давлении, создаваемом поступающим на струйный пучок паровым потоком, $\rho_п w_п^2 = 4 \div 60$ Па ($\rho_п$, $w_п$ – плотность и скорость пара); содержании воздуха в паровоздушной смеси до 40%; начальной скорости воды в струях 0,8–1,7 м/с; диаметре струй 0,002–0,015 м; длине струй 0,2–0,7 м.

Как известно, процессы тепло- и массообмена описываются одинаковыми дифференциальными уравнениями, поэтому дифференциальное уравнение для массообмена будет аналогично уравнению теплообмена с учетом влияния начальной концентрации газа в воде

$$\lg \frac{C_1^{O_2}}{C_2^{O_2}} = B\left(\frac{l}{d}\right)^{n_1} L^{n_2} \Pr_д^{n_3} \left(\frac{C_1^{O_2}}{C_{рп}^{O_2}}\right)^{n_4} (1 - \pi),$$

где $\Pr_д = \nu / D$ – диффузионный критерий Прандтля, или критерий Шмидта Sc (D – коэффициент диффузии); $C_1^{O_2}/C_{рп}^{O_2}$ – критерий концентрации ($C_1^{O_2}$ – начальная концентрация кислорода перед струями, $C_{рп}^{O_2}$ – равновесная концентрация O_2 в воде в начале струй).

Показатели степени и коэффициент B определялись в результате опытов по массообмену на описанной выше установке. В итоге критериальная зависимость изменения концентрации кислорода в воде имеет вид

$$\lg \frac{C_1^{O_2}}{C_2^{O_2}} = 0{,}7\left(\frac{l}{d}\right)^{0,33} L^{0,08} \Pr_д^{-0,65} \left(\frac{C_1^{O_2}}{C_{рп}^{O_2}}\right)^{0,33} (1 - \pi). \qquad (а)$$

Считая $L^{0,08}$ равным единице, формулу в параметрическом виде записываем следующим образом:

$$\lg \frac{C_1^{O_2}}{C_2^{O_2}} = 0{,}65 \frac{1 - \pi}{\Pr_д^{0,65}} \sqrt[3]{\frac{l}{d} \frac{C_1^{O_2}}{C_{рп}^{O_2}}} . \qquad (б)$$

Критериальная зависимость, определяющая снижение концентрации CO_2, имеет вид

$$\lg \frac{C_1^{CO_2}}{C_2^{CO_2}} = 5{,}5 \cdot 10^{-5}\left(\frac{l}{d}\right)^{0,83} L^{0,08} K^{0,33} \left(\frac{C_1^{CO_2}}{C_{рп}^{CO_2}}\right)^{0,5} . \qquad (в)$$

Формулы (а) и (б) получены при начальной концентрации O_2 в воде, равной 0,08–7,0 мг/кг, а формула (в) – при начальной концентрации CO_2 в воде 6–130 мг/кг.

Как известно, деаэрационная способность смешивающего подогревателя обусловлена требованиями, предъявляемыми к аппарату, которые могут быть различными. Например, в схеме энергоблока без деаэратора повышенного давления при обычном водно-химическом режиме содержание кислорода в конденсаторе на выходе из из смешивающего подогревателя не должно превышать 10 мкг/кг. Для энергоблока же с нейтральным водно-химическим режимом должно быть обеспечено кислородосодержание питательной воды 100–200 мкг/кг [79]. Моделирование

процесса тепломассообмена в смешивающих подогревателях позволяет получить обобщенные зависимости, пригодные для использования в рабочем диапазоне промышленных аппаратов.

Подогреватели мазута скорее могут считаться теплообменниками котельной группы, однако по процессу теплообмена они близки к маслоохладителям и поэтому рассматриваются в данной главе. В подогревателях мазута типа ПМР и охладителях масла типа МБРГ теплоносители движутся в кольцевом оребренном канале, который в ПМР обогревается паром через наружную и внутреннюю стенку, а в охладителях МБРГ охлаждается через поверхность внутренней трубы. Задачей оптимизации конструкции таких аппаратов, в частности, является выбор наиболее эффективной геометрии оребрения и режима эксплуатации в широком диапазоне чисел Re и Pr. Указанные вопросы решаются в стендовых условиях. Как при моделировании маслоохладителей, определяющими критериями здесь являются Re, Pr, $\left(\frac{Pr_п}{Pr_{ст}}\right)^{n_1}$ или $\left(\frac{\mu_п}{\mu_{ст}}\right)^{n_2}$, $\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{n_3}$.

Экспериментальная установка (рис. 5.11), созданная в НПО ЦКТИ под руководством В. А. Пермякова [71] для обработки теплообменного элемента (подогревателя мазута), состояла из разомкнутого циркуляционного контура и бака *9* вместимостью 2000 м^3. Циркуляция мазута в нем осуществлялась насосом *8* типа МВИ-10, развивавшим давление до 12 МПа при расходах до 20 м^3/ч. Измерение расхода мазута осуществлялось с помощью двойной диафрагмы *3*. Давление мазута в опытном элементе *1* контролировалось манометром *2* и регулировалось вентилем *7*. К опытному элементу был подведен насыщенный пар с давлением 0,6 МПа.

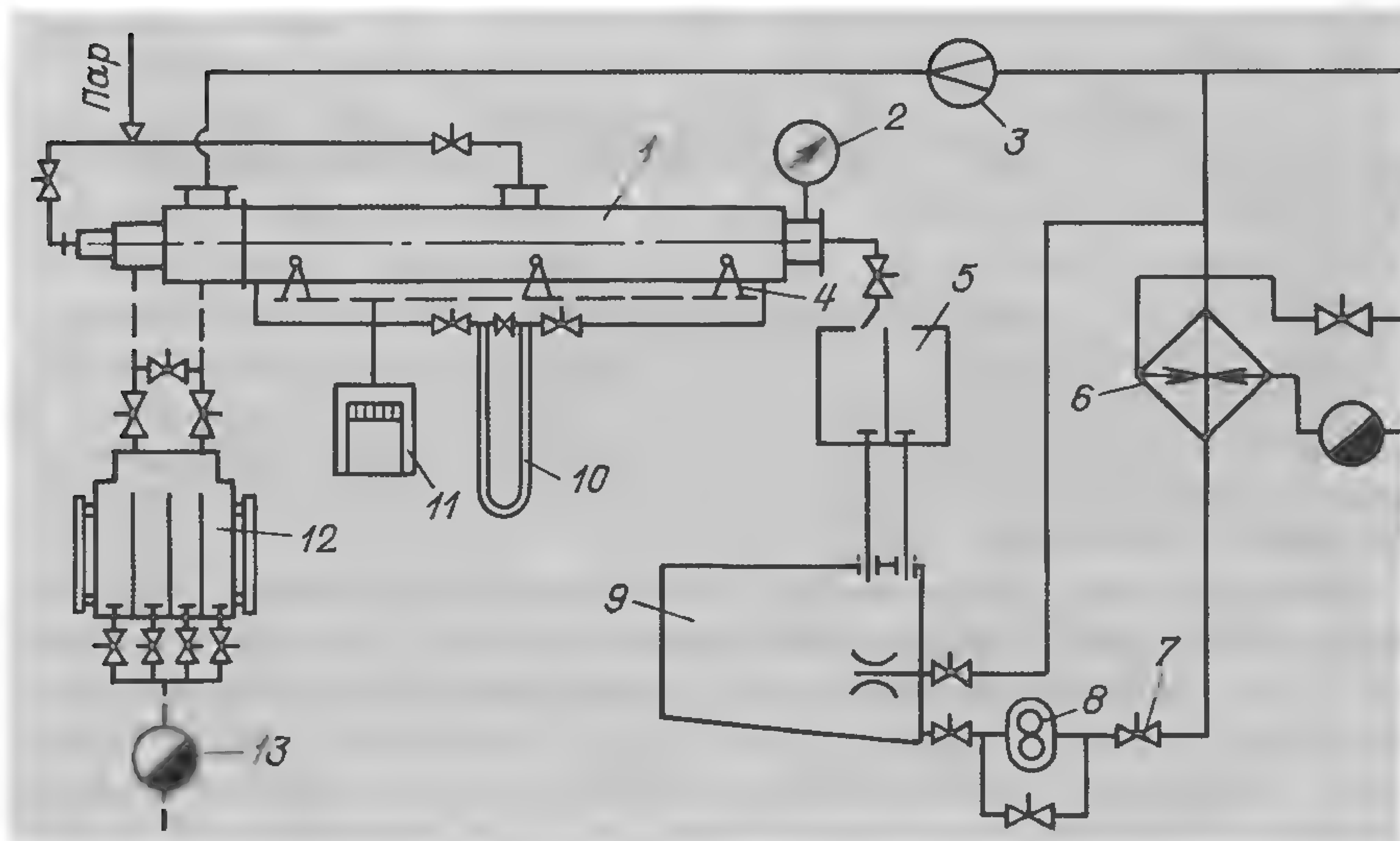


Рис. 5.11. Схема стенда для исследования элементов подогревателя мазута

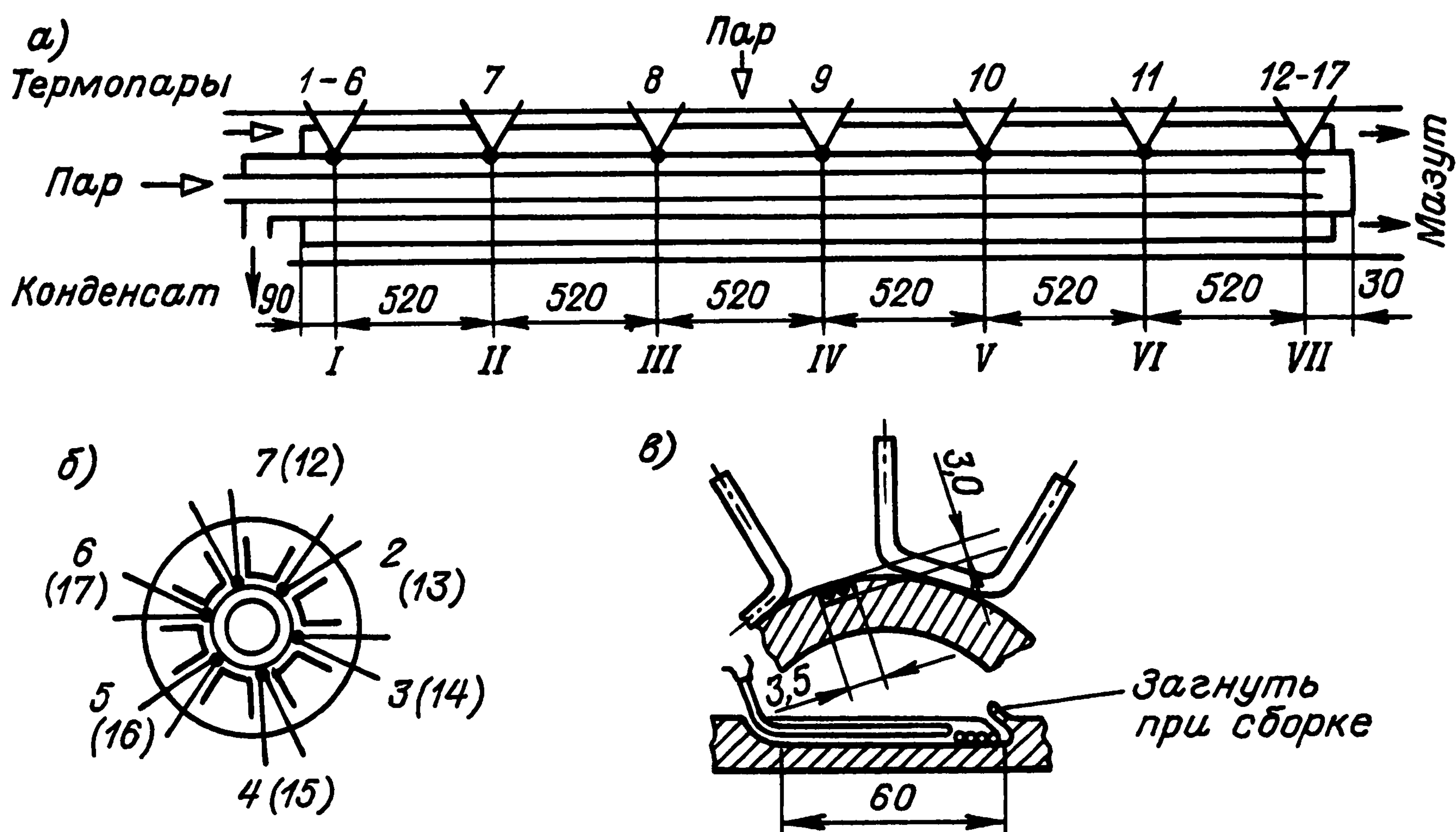


Рис. 5.12. Схема расположения термопар: *а* – по длине рабочего участка; *б* – в поперечных сечениях; *в* – на межреберных участках
1–17 – номера термопар; *I–VII* сечения

Измерение расхода конденсата греющего пара осуществлялось объемным способом с использованием бака *12*, за которым помещался конденсатоотводчик *13*. Температурный режим в мазутном контуре регулировался подогревателем *6*. Для измерения температуры поверхности и потока на опытном элементе были установлены термопары *4*, которые подключались к потенциометру *11* типа ЭПП-09. Перепад давления на рабочем элементе измерялся с помощью дифманометра *10*. Размеры труб, образующих канал для мазута в элементе аппарата, были 84 × 4,5 мм и 38 × × 2,5 мм. К наружной поверхности малой трубы было приварено шесть U-образных желобков толщиной 1 мм и высотой 1,9 мм; общее число ребер на трубе составило 12.

Расположение термопар и способ их зачеканки в стенку трубы показаны на рис. 5.12.

Опытные данные по теплообмену аппроксимировались уравнением

$$\mathrm{Nu} = c\mathrm{Re}^{n}\left(\frac{l}{d_э}\right)^{p}\eta_0\varphi\mathrm{Pr}^{n_1}\left(\frac{\mathrm{Pr}_n}{\mathrm{Pr}_{ст}}\right)^{0,25}\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{0,18},$$

где $\eta_0 = 1 - \frac{F_р}{F}(1 - \eta_р)$ – коэффициент тепловой эффективности оребрения; $\varphi = F_{ор}/F_{гл}$ – коэффициент оребрения.

Здесь симплекс $\left(\frac{\mathrm{Pr}_n}{\mathrm{Pr}_{ст}}\right)^{0,25}$ определяет влияние температурного фактора, симплекс $\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^k$ учитывает геометрию кольцевого канала, а $(l/d_э)^p$ определяет влияние относительной длины.

Для рассматриваемых аппаратов получено (ламинарный режим) $p = 0$; $n = 0,5$; $n_1 = 0,33$.

Разработанные в НПО ЦКТИ в содружестве с ИТТФ АН УССР подогреватели мазута с поверхностью из продольно оребренных труб сочетают в себе достоинства кожухотрубных и секционных теплообменников и значительно превосходят гладкотрубные подогреватели по габаритно-весовым показателям.

5.7. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОТУРБИННЫХ ВОЗДУХОПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ

Газотурбинные воздухоподогреватели, которые, как известно, позволяют заметно повысить экономичность ГТУ, характеризуются относительно низкими коэффициентами теплоотдачи, и проблема интенсификации теплообмена в этих условиях весьма актуальна. Эти вопросы в значительной степени решаются исследованиями на моделях, в которых должны быть обеспечены условия достоверности переноса данных с модели на натуру. Как правило, лимитирующим термическим сопротивлением является термическое сопротивление со стороны газового теплоносителя, где температурный фактор $\psi < 1$. Поскольку при $\psi < 1$ температурный фактор не оказывает влияния на теплообмен, то исследования можно проводить при значительно более низких температурах. Естественно, что влияние загрязнений должно исследоваться при натурных температурах. Анализ применимости трубчатых теплообменников в качестве газотурбинных воздухоподогревателей показывает, что перспективной конструкцией является развитая оребренная поверхность со стороны газа (трубы с продольным оребрением); внутри труб со стороны сжатого воздуха устанавливаются интенсификаторы. Развитое оребрение со стороны газа позволяет применить интенсификаторы теплообмена внутри труб, несмотря на то, что вследствие повышенного давления теплоотдача внутри труб больше (при одинаковых скоростях). Таким образом, в подобной конструкции трубчатого воздухоподогревателя необходимо исследовать продольное обтекание труб с продольным оребрением и методы интенсификации теплообмена внутри труб. Методы интенсификации теплообмена внутри труб могут изучаться на одиночной трубе; в принципе условия моделирования здесь такие же, как и для трубчатых котельных воздухоохладителей, и соответствующая экспериментальная установка рассмотрена в гл. 3. Опытные данные обрабатываются в критериях подобия $\mathrm{Nu} = A\mathrm{Re}^m\mathrm{Pr}^n f_1$, где f_1 – функция, определяющая геометрию искусственной шероховатости или иного устройства интенсификации теплообмена.

Исследование труб с наружным продольным оребрением может проводиться в условиях кольцевого канала. Введение в качестве характерного размера эквивалентного диаметра позволяет с небольшой погрешностью учесть геометрию оребрения и расположение труб в пучке. На рис. 5.13 показана схема такой установки, использованной автором для исследования оребренных труб. Наружная труба (кожух) была съемной, что позволяло менять диаметр d_2. На входе в наружную трубу был установлен конфузор. Труба заканчивалась фланцем, посредством которого крепилась к трубопроводу, присоединенному к всасывающей линии

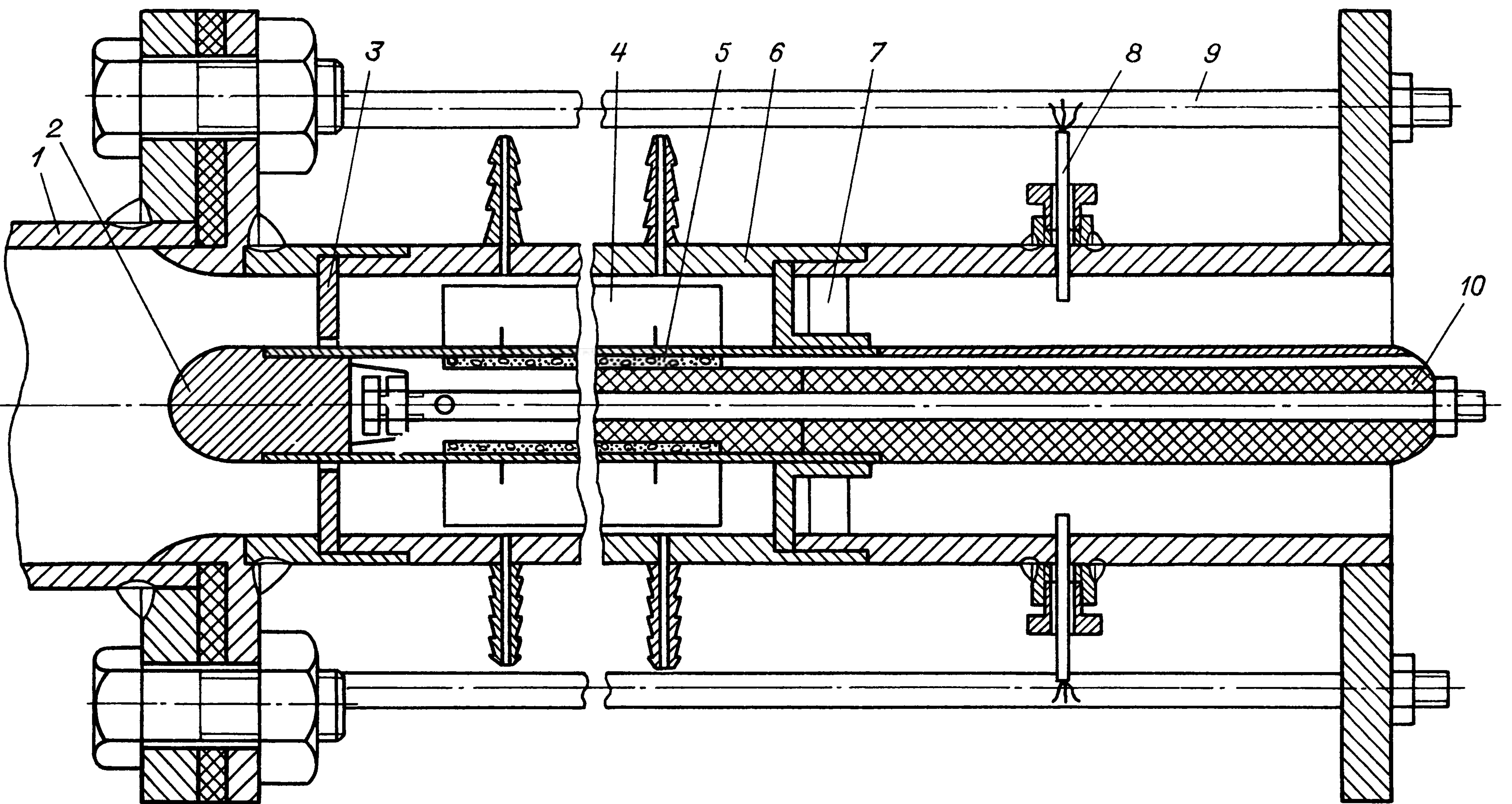


Рис. 5.13. Схема установки для исследования труб с продольными ребрами

1 – подводящая труба; *2* – обтекатель; *3* – центрирующая втулка; *4* – оребрение; *5* – электронагреватель; *6* – кожух; *7* – смеситель; *8* – выходная термопара; *9* – стягивающие стержни; *10* – фарфоровая трубка

вентилятора. Наружная труба дренировалась в шести сечениях по три дренажа в каждом. При изготовлении дренажей соблюдалось условие $h/d > 2$; отверстия дренажей тщательно освобождались от заусениц.

Дренажи в сечениях, охватывающих всю длину внутренней ребристой трубы, соединялись соответственно в каждом сечении в одну трубку, которая отводилась к микроманометру. При тепловых опытах наружная труба изолировалась асбестовой изоляцией. Замер температур по поверхности изоляции во время опытов показал, что потери тепла пренебрежимо малы и могут не учитываться. Ребристые трубы вставлялись в наружную трубу и центрировались двумя (на входе и выходе) цилиндрическими стальными вставками. Вставки вытачивались на станке так, что их эксцентриситет не превышал 0,2–0,3 мм, и имели три центрирующие распорки обтекаемой формы для того, чтобы свести возмущения потока к минимуму. Толщина распорки была 2 мм, ширина 3 мм. Последнее обеспечивало незначительные растечки тепла от ребристой трубы к кожуху. Для снижения указанных растечек внутреннее отверстие вставки снабжалось тремя шипами, которые центрировали трубу. Контактная поверхность между вставкой и ребристой трубой сводилась к точечному контакту: между шипами образовывался кольцевой зазор. В результате такого мероприятия растечки теплоты по распоркам можно было не учитывать. Конец ребристой трубы, расположенный на входе, снабжался обтекателем для создания более благоприятных условий входа. На выходном конце ребристой трубы монтировался лопаточный закручиватель, обеспечивающий перемешивание потока. На выходе из канала был предусмотрен цилиндрический кольцевой зазор, в который входили три (по окружности) термопары, замеряющие среднюю температуру воздуха на выходе. Стенки теплопроводящих элементов для уменьшения растечек тепла изготовлялись из тонкого листового железа ($\delta \approx 0{,}4$ мм). Для строгого центрирования кольцевого зазора в измерительном сечении на выходе к образующим цилиндрического участка были припаяны центрирующие штыри, фиксирующие кольцевой зазор. Замеры поля температур в измерительном сечении на выходе показали, что оно практически однородно при всех значениях Re. Таким образом, термопары, установленные в центре кольцевого зазора, показывают температуру смешения. Была проведена серия опытов по изысканию наиболее эффективного способа обогрева ребристой трубы. Опробованный, в частности, метод Гильперта (обогрев кипящей водой и конденсирующим паром) оказался сложным и поэтому был отвергнут. В результате был принят наиболее простой способ обогрева, а именно электронагревателем, изолированным асбестовой изоляцией. При намотке нагревателя на фарфоровую трубку соблюдалось условие равенства расстояний между витками – условие, необходимое для определения локальных коэффициентов теплоотдачи.

Для определения температуры поверхности у основания ребра (наиболее удобная расчетная температура, применяемая в настоящее время во многих исследованиях по ребристым трубам) в указанные места были зачеканены термопары (медь–константан с диаметром проволок

0,25 мм). Термопары зачеканивались на цилиндрической поверхности между ребрами. Для того чтобы исключить радиационную составляющую и свести до минимума растечки теплоты, режим работы подбирался таким образом, чтобы температура поверхности была 60–70 °С; ряд опытов проводился, когда температура поверхности возрастала до 120 °С (малые числа Re).

Для оценки погрешности в этом случае, вызванной радиационными потерями и, возможно, увеличенными растечками тепла, для трубы с 12 ребрами были проведены опыты, в которых средняя температура поверхности на одном и том же режиме была 120 и 60 °С. Разница в суммарных характеристиках лежала в пределах 5%.

В дальнейшем все опыты проводились при низких температурах. В качестве изоляции нагревателя первоначально применялся однородный кварцевый песок. В этом случае необходимо было тщательно центрировать нагреватель. В дальнейшем был применен шнуровой асбест. Температуры в опытах, как отмечалось, были невысокими, и в этих условиях шнуровой асбест не пригорал. Дальнейшие опыты проводились с асбестовой изоляцией.

Сравнительно низкие температуры, примененные в опытах, потребовали тщательного измерения всех величин, и в частности температуры воздуха на выходе. Как отмечалось, смеситель, установленный на выходе, обеспечил равномерное поле температур по радиусу. Измерения температур тремя термопарами, установленными на выходе, показали, что и в окружном направлении поле температур практически однородно. В случае незначительной неоднородности температуры усреднялись. Сила тока и падение напряжения в цепи нагревателя определялись лабораторными приборами класса 0,5. Количество теплоты подсчитывалось по мощности нагревателя. Обычно в опытах тепловой баланс не сводился, так как количество теплоты, замеренное по разности температур, определялось с большой погрешностью, поскольку разность температур ($t_{вых}$ – – $t_{вх}$) составляла 5–7 °С. На трех вариантах ребристых труб специально

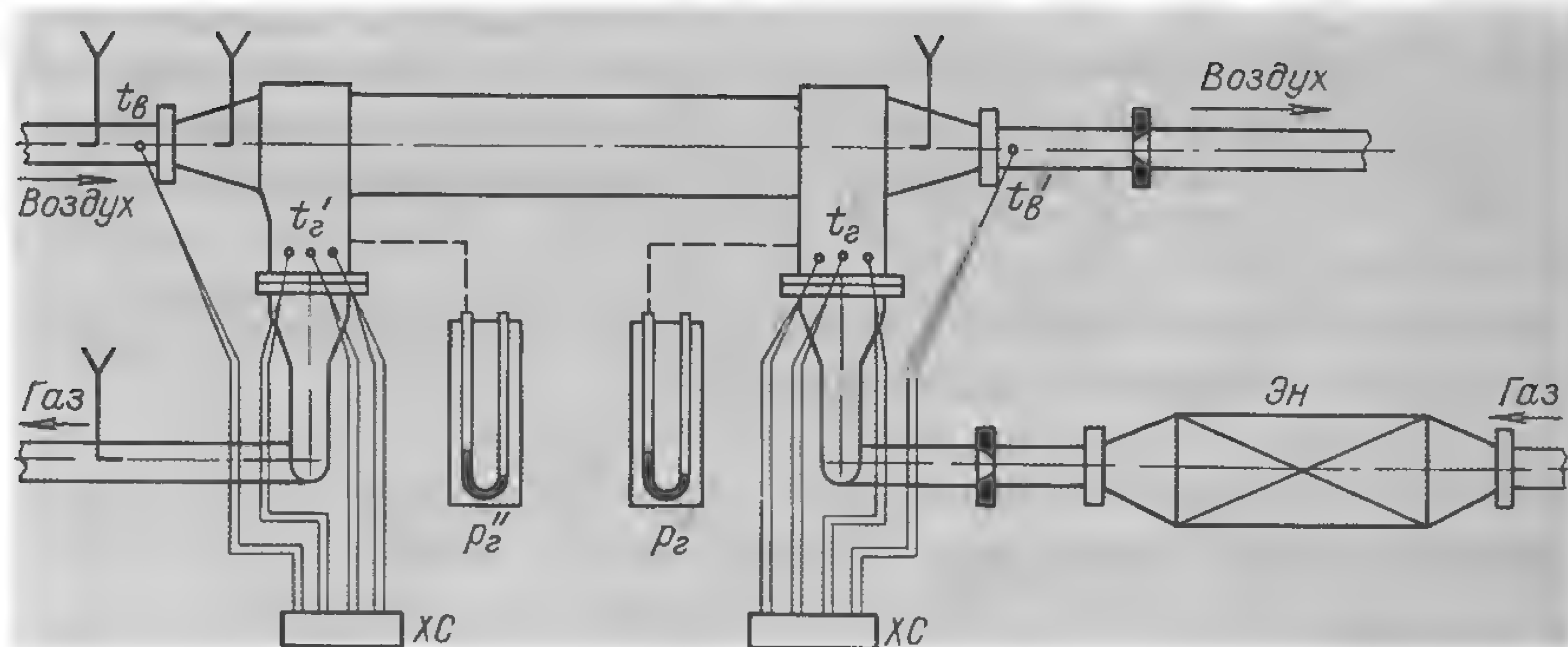


Рис. 5.14. Схема стенда для исследования пакета труб
Эн **– электронагреватель;** ***ХС*** **– холодные спаи термопар**

был повышен уровень температуры для сведения теплового баланса. Расхождение лежало в пределах 7%.

Средняя скорость в трубопроводе подсчитывалась по показаниям трубки Прандтля, установленной в центре трубопровода, соединяющего установку со всасывающей стороной вентилятора. Для подсчета средней скорости замерялось поле скоростей в измерительном сечении и строился градуировочный график $w_{ср} = f(w_{max})$. Скорость в кольцевом канале подсчитывалась исходя из соотношения площадей и плотностей. Регулирование расхода осуществлялось заслонкой, установленной на всасывающей стороне вентилятора. Отсчет ЭДС термопар производился потенциометрическим методом. В качестве характерного размера принимался эквивалентный диаметр $d_э$. В результате опытов по теплообмену и гидравлическому сопротивлению получены зависимости

$$\mathrm{Nu} = 0{,}022\mathrm{Re}^{0,8} \quad \text{и} \quad \zeta = 0{,}32/\sqrt[4]{\mathrm{Re}}.$$

Исследование пакета интенсифицированной трубчатой поверхности газотурбинного воздухоподогревателя проводилось автором и Н. Ф. Новожиловым на стенде, общий вид которого схематично показан на рис. 5.14. Пакет труб воздухоподогревателя, состоящий из 40 труб с накаткой, расположенных в шахматном порядке, устанавливался горизонтально. Газовый поток имитировался воздухом, подогретым в электронагревателе, проходившим в межтрубном пространстве, продольно омывая пучок накатанных труб. Холодный воздух противотоком проходил внутри труб. Длина труб теплообменника была 1,5 м. При входе и выходе "газового потока" в пучке имеются участки смешанного обтекания (угол атаки меняется от 90° до 0), однако эти участки составляют 15% общей длины. Температуры воздуха и газа на входе и выходе теплообменника определялись экранированными термопарами (с учетом измеренных температурных полей). Скорость воздуха и газа определялась трубками Прандтля с учетом коэффициента поля. В опытах определялись коэффициенты теплопередачи, используя которые можно было получить коэффициенты теплоотдачи при внешнем омывании пучка накатанных труб, так как коэффициенты теплоотдачи для внутреннего течения в накатанных трубах были известны в результате специальных опытов на лабораторной установке [53]. На основании проведенных опытов установлено, что пучки из витых труб при продольном обтекании межтрубного пространства воздухом и внутреннем течении газа в трубах позволяют сократить поверхность теплообмена воздухоподогревателей для ГТУ на 40–50%. Опытные данные для внешней и внутренней задачи обрабатывались в виде следующих уравнений:

$$\mathrm{Nu} = A\mathrm{Re}^{n}\mathrm{Pr}^{m}.$$

Для воздушной стороны получено

$$\mathrm{Nu} = 0{,}045\,\mathrm{Re}^{0,8}.$$

Для "газовой" стороны

$$\mathrm{Nu} = 0{,}035\mathrm{Re}^{0,8}.$$

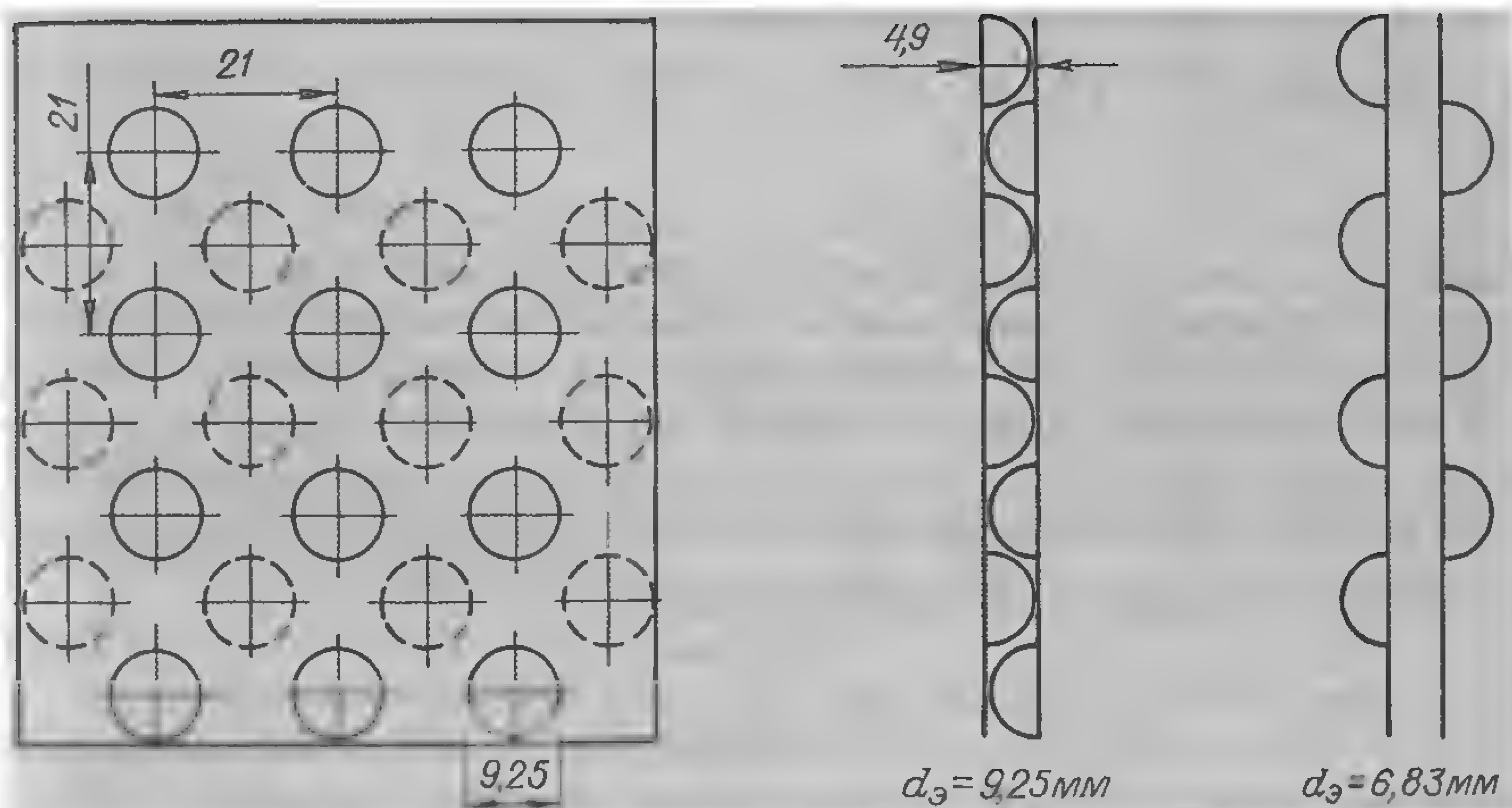


Рис. 5.15. Эскизы пластинчатых поверхностей

Внутри труб поток турбулизировался поперечными выступами, а снаружи труб – поперечными впадинами, при этом в первом случае теплообмен повысился в 2,5 раза, во втором в 2 раза. Коэффициент гидравлического сопротивления повысился в первом случае в 3,5 раза, во втором в 2,7 раза. Кроме трубчатых газотурбинных воздухоподогревателей применяются пластинчатые воздухоподогреватели. Поверхности нагрева образуются в таких воздухоподогревателях штампованными листами с соответствующим дистанционированием. Теплогидравлические характеристики таких поверхностей можно определить на установке с обогревом пакета листов кипящей водой (рассмотрена в гл. 3). Автором и Н. Ф. Новожиловым на указанной установке применительно к газотурбинным воздухоподогревателям были исследованы пластинчатые поверхности теплообмена с шаровыми выступами и впадинами. Эскизы этих поверхностей показаны на рис. 5.15.

Пластины представляют собой плоские листы с выдавленными полушаровыми выступами (с противоположной стороны получаются впадины). Выступы располагаются в коридорном порядке с поперечным и продольным шагом $s_1 = s_2 = 21$ мм. Диаметр выступа 8 мм. При наложении двух листов друг на друга (взаимное расположение выступов в пакете – шахматное) образуется канал с обтеканием полусферических элементов, расположенных в шахматном порядке. Предполагается, что эти каналы будут составлять газовые каналы газотурбинного воздухонагревателя. Воздушные каналы воздухоподогревателя будут представлять собой каналы с полушаровыми впадинами. Их дистанционируют проволоками или проставками. Указанные каналы изучаются раздельно: канал с полушаровыми выступами и канал с полушаровыми впадинами. Результаты опытов для первого канала аппроксимировались уравнением

$$Nu = 0{,}0146 Re^{0{,}94}; \quad \zeta = 0{,}19.$$

Соответственно для второго канала

$$Nu = 0{,}0114Re^{0,93}; \quad \zeta = 0{,}1.$$

Коэффициенты сопротивления не зависят от числа Re. Компоновка указанных листов в газотурбинном воздухоподогревателе мало отличается от компоновки двуугольных каналов в воздухоподогревателе, разработанном на Невском машиностроительном заводе имени В. И. Ленина [5]. Отдельные элементы каналов для этого воздухоподогревателя также отрабатывались на установке с обогревом кипящей водой. Практически все конструкции современных газотурбинных воздухоподогревателей были отработаны на базе модельных исследований.

5.8. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОТУРБИННЫХ КАМЕР СГОРАНИЯ

Рабочий процесс в газотурбинных камерах сгорания, несмотря на относительную простоту их конструкций, чрезвычайно сложен и определяется, в частности, процессами аэродинамики, горения, теплообмена, уровнем температур, конструктивными и геометрическими размерами. Термодинамическая и аэродинамическая эффективность таких камер определяется высоким КПД, небольшими гидравлическими потерями, устойчивым режимом беспульсационного горения, равномерным полем температур на выходе; камеры должны иметь малые габариты и массу, быть простыми и надежными при сжигании разнообразных жидких и газообразных топлив. Отработка камер сгорания проводится на базе модельных исследований.

Важнейшим определяющим критерием при моделировании камер сгорания является полнота выгорания топлива. Н. С. Виноградов [11] при моделировании процесса горения в камерах сгорания авиационных газотурбинных двигателей, используя уравнение, определяющее изменение концентрации топлива и теплового баланса при наличии испарения и химических реакций, получил 7 критериев подобия. В результате условиями моделирования геометрически подобных камер турбореактивных двигателей при p = idem и $t_в$ = idem и одинаковом топливе является постоянство определяющих параметров:

$$\alpha, \ \frac{w}{l}, v_г/v_ж, \ v_т, A_ф, \ \frac{d_с}{d_ж^{1,5}},$$

где α – коэффициент избытка воздуха; $v_ж$ – объем пламенной трубы; $v_г$ – объемный расход газов; $v_т$ – скорость истечения воздуха, $A_ф$ – геометрическая характеристика форсунки; $d_с$, $d_ж$ – диаметр сопла форсунки и пламенной трубы.

Экспериментальные данные удовлетворительно обобщаются следующими уравнениями:

$$\eta_{сг} = \eta_{max} - k\left(\frac{v_г^3}{v_ж^3} - 1\right) \text{при } v_г > v_{г.опт}$$

и

$$\eta_{сг} = \eta_{max} \quad \text{при} \quad v_{г.опт};$$

Здесь $\eta_{сг}$ – полнота сгорания.

В. Е. Дорошенко [23] для авиационных камер получил следующую обобщающую зависимость для $\eta_{сг}$:

$$\eta_{сг} = f\left(\frac{G}{p_к^m T_к^m D_{пл}^3}\right).$$

В работе Ю. Х. Шаулова и М. О. Лернера [23] показано, что скорость химической реакции при высоких температурах относительно велика и не лимитирует скорости процесса горения; на основании анализа законов сохранения материи, энергии и импульса рассматриваются четыре критерия подобия, предложенные ранее Дамкелером:

D_1 – отношение скорости образования продуктов реакции к скорости удаления этих продуктов путем конвекции;

D_2 – отношение скорости образования продуктов реакции к скорости удаления этих продуктов посредством диффузии;

D_3 – отношение скорости выделения тепла в результате химической реакции к скорости переноса тепла путем конвекции;

D_4 – отношение скорости выделения тепла в результате химической реакции к скорости переноса тепла путем теплопроводности;

$$D_1 = \frac{\alpha_i l}{w\tau};\quad D_2 = \frac{\alpha_i l^2}{\tau D_i};\quad D_3 = \frac{Ql}{wc_p V\tau};\quad D_4 = \frac{Qul^2}{\lambda V}.$$

Здесь α_i – стехиометрическое соотношение; Q – тепловая реакция; τ – время пребывания частиц топлива в камере; D_i – коэффициент диффузии; u – скорость химической реакции.

Равенство этих критериев в модели и натуре является предварительным условием подобия полей скоростей, концентраций и температуры. Однако эти критерии не учитывают скорости превращения исходных элементов, и авторы рассматривают еще семь критериев подобия, полученных Дьяковым [26]. Окончательно применительно к двухкомпонентному ракетному двигателю авторы получили следующие условия приближенного моделирования:

$$\frac{d_д}{d_м} = \frac{d_{г.д}}{d_{г.м}} = \frac{d_{0д}}{(d_0)_м} = \frac{l_д}{l_м} = \frac{(d_{г.0})_д}{(d_{г,0})_м} = \frac{h_{г.д}}{h_{г.м}} = \frac{h_{о.д}}{h_{о.м}} = n_1,$$

$$\frac{\tau_д}{\tau_м} = n^2$$

где d – диаметр камеры; l – длина камеры; $h_г$ – диаметр форсунок; n – масштаб моделирования; $d_{г.о}$ – расстояние между форсунками горючего и окислителя; индексы: д – двигатель, м – модель, г – горючее, о – окислитель.

Развивая далее идею о расчленении сложного процесса, проходящего в камере сгорания газотурбинного двигателя, на простые стадии, Л. П. Сторожук и В. А. Асосков [80] выделяют важнейшие из них: прогрев и испарение капель топлива, смешение распыленного топлива и его паров с воздухом, химические реакции соединения паров топлива с кислородом, причем горение газообразного топлива соответственно осуществляется в двух последних стадиях.

Эти авторы исходят из следующего. Процесс выгорания топлива зависит от конструктивных и режимных факторов. Обычно процесс горения жидкого топлива подразделяют на перечисленные выше стадии.

Процесс горения в камерах сгорания представляет собой сложную совокупность явлений тепломассообмена при наличии источников и стоков массы и тепла в условиях больших неравномерностей концентраций, температур и скоростей газов.

Эти процессы описываются следующими уравнениями сохранения импульса, массы и энергии:

уравнением движения

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_r \frac{\partial w_x}{\partial r} = g\left(1 - \frac{\partial p}{\partial x}\frac{1}{\gamma_г}\right) + \nu\left[\left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial r^2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{3}\left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_r}{\partial x \partial r}\right)\right];$$

уравнением массообмена при наличии источников и стоков вещества

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(D_г \gamma_г \frac{\partial C_n}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(D_т \gamma_г \frac{\partial C_n}{\partial r}\right) - w_x \gamma_г \frac{\partial C_n}{\partial x} -$$

$$- w_г \gamma_г \frac{\partial C_n}{\partial r} + w_{исп} - w_{хим} = 0;$$

уравнением теплообмена

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right) - c_p \gamma_г w_x \frac{\partial T}{\partial x} - c_p \gamma_г w_г \frac{\partial T}{\partial r} -$$

$$- q_{исп} w_{исп} + q_{хим} w_{хим} = 0.$$

Совместное решение этих уравнений при сложных граничных условиях практически крайне затруднительно, и поэтому приходится прибегать к методу подобия, т. е. из этих уравнений получить критерий подобия, описывающий рассматриваемый процесс. Из анализа этих уравнений получают следующие критерии, которые необходимо выдерживать постоянными в модели и натуре [80]:

1. Re = idem (критерий Рейнольдса).
2. M = idem (критерий Маха).
3. k = idem(показатель политропы).
4. $Pr_д$ = idem (диффузионный критерий Прандтля).
5. $Pr_т$ = idem (тепловой критерий Прандтля).
6. Tu = idem (интенсивность турбулентности).
7. $\frac{C_n}{Tc_p}(q_{хим} - q_{исп})$ = idem (критерий подобия полей температур и концентраций). Это условие выполняется при одинаковых в образце и модели топлива, избытке первичного и общего воздуха, температуре воздуха на входе, углах раскрытия топливного факела (α_1 = idem, $\alpha_{общ}$ = idem, $t_в$ = idem, $\beta_ф$ = idem).
8. $\frac{\tau_{см}}{\tau_{пр}} \sim \frac{w_x r^2}{D_г L}$ = idem – отношение времени турбулентного смешения ко времени пребывания.

9. $\frac{\tau_{исп}}{\tau_{пр}} \sim \frac{w_x \gamma_г C_n}{w_{исп} L}$ = idem – отношение времени испарения ко времени пребывания.

10. $\frac{\tau_x}{\tau_{пр}} \sim \frac{w_x \gamma_г C_n}{L\, w_{хим}}$ = idem – отношение времени химических реакций ко времени пребывания.

При сжигании газообразного топлива условия $\beta_ф$ = idem и $\tau_{исп}/\tau_{пр}$ = = idem отпадают.

Опытными данными [80] установлено, что в диапазоне режимных параметров, характерных для ГТУ, процесс горения не зависит от критериев Re, Tu, $Pr_д$, $Pr_т$, M, k. Тогда условиями приближенного подобия процесса горения будут:

1) геометрическое подобие;
2) одинаковое топливо;
3) $\alpha_{общ}, \alpha_1, \beta_1, t_в$ постоянны;
4) $\tau_{исп}/\tau_{пр}$ = idem;
5) $\tau_{см}/\tau_{пр}$ = idem;
6) $\tau_x/\tau_{пр}$ = idem.

Элементарные стадии процесса горения, испарения и смешения, смешения и химической реакции протекают частично одновременно, а следовательно, суммарное время горения всегда меньше суммы времени протекания отдельных стадий горения:

$$\frac{\tau_{см}}{\tau_{пр}} + \frac{\tau_{исп}}{\tau_{пр}} + \frac{\tau_x}{\tau_{пр}} > \frac{\tau_{гор}}{\tau_{пр}}$$

и более быстрые стадии горения успевают завершиться за время протекания более медленных стадий, т. е. если $\tau_{хим} > \tau_{см} + \tau_{исп}$, то $\tau_{гор}$ = = $\tau_{хим}$ и $\eta_{ст} = f_1\left(\frac{\tau_x}{\tau_{пр}}\right)$; если $\tau_{см} > \tau_{хим} + \tau_{исп}$, то $\tau_{гор} = \tau_{см}$ и $\eta_{сг}$ = $= f_2\left(\frac{\tau_{хим}}{\tau_{пр}}\right)$; если $\tau_{исп} > \tau_{хим} + \tau_{см}$, то $\tau_{гор} = \tau_{исп}$ и $\eta_{сг} = f_3\left(\frac{\tau_{исп}}{\tau_{пр}}\right)$.

Таким образом, полнота сгорания определяется относительной продолжительностью наиболее медленной стадии горения.

Согласно закону Аррениуса время химической реакции

$$\tau_{хим} \sim \frac{\exp[E/(RT)]}{p^{a+b} C_г^a C_к^b}.$$

Время смешения [80]

$$\tau_{см} \sim d^2/D,$$

где d – характерный размер; D – коэффициент диффузии.

Смешение в камерах сгорания определяется процессом турбулентной и молекулярной диффузии:

$$\tau_{см} = \frac{1}{1/\tau_{см.т} + 1/\tau_{см.м}} \sim d^2/(D_т + D_м),$$

где $D_т = AwD$ и $D_м = D_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 \frac{1}{p}$.

По оценкам работы [80] для камер сгорания имеем $D_т = (20 \div 200) \times 10^{-3}$ м²/с; $D_м = (0{,}05 \div 0{,}25) \cdot 10^{-3}$ м²/с, т. е. $D_т \gg D_м$ и $\tau_{см} \sim \sim \delta^2/D_т$.

Согласно закону Срезневского время испарения капли $\tau_{исп} = \delta_к^2/k$, где $\delta_к$ – максимальный диаметр капли; k – константа испарения.

Согласно экспериментальным данным имеем $k \sim T_ф^n/p^s$, где $n \approx \approx 2$; $s = 0{,}1 \div 0{,}4$.

Время пребывания прямо пропорционально длине камеры сгорания и обратно пропорционально скорости:

$$\tau_{пр} = \int_0^{L_к} \frac{dx}{w_{x\,ср}}; \quad w_{x\,ср} = \frac{1}{R} \int_0^R w_x dr.$$

Анализ опытных данных показывает [80], что в условиях сжигания жидкого топлива под давлением (соляр, дистиллят, мазут), когда средний размер капель превышает 150 мм, а максимальный размер капель, составляющий 5–10 % по массе, равен 350–600 мкм, следует полагать, что полнота сгорания лимитируется испарением и выгоранием отдельных капель. С учетом этого можно записать

$$\frac{\tau_{исп}}{\tau_{пр}} = \frac{\delta_к^2 w_{ср}}{kL_{п.т}} \sim \frac{\delta_к^2 p^s w_{ср}}{T_ф^2 L_{п.т}}.$$

Так как средняя скорость газов $w_{ср} \sim \frac{G_n T_ф}{pD_{п.т}^2}$, длина пламенной трубы $L_{п.т} = L_x D_{п.т}$, то

$$\frac{\tau_{исп}}{\tau_{пр}} \sim \frac{\delta_к^2 G_n}{p^m T_ф L_x D_{п.т}^3} = П_{исп},$$

где $m = 1 - s$.

Согласно опытным данным [80]

$m = 0{,}6$ при $L_{о.г}/D_{п.т} = 0{,}37$;

$m = 0{,}8$ при $L_{о.г}/D_{п.т} = 0{,}87$,

где $\delta_к$ – максимальный диаметр капли распыленного топлива, м; G_n – расход газов до данного сечения, кг/ч; l_x – относительная длина пламенной трубы до сечения x; p – абсолютное давление в камере, ат; $T_ф$ – температура факела, К.

Таким образом, для камер сгорания, сжигающих жидкое топливо, при выполнении условий моделирования, когда испарение капель является лимитирующей стадией, полнота сгорания есть функция параметра испарения $П_{исп}$, $\eta_{с\,г} = f(П_{исп})$. Зависимость справедлива для геометрически подобных камер, но, как показывает опыт, однозначно охватывает близкие по конструкции и режимам работы камеры сгорания.

На рис. 5.16 показана функция $\eta_{сг} = f(П_{исп})$ для восьми опытных и промышленных камер. Как видно из графика, опытные данные удов-

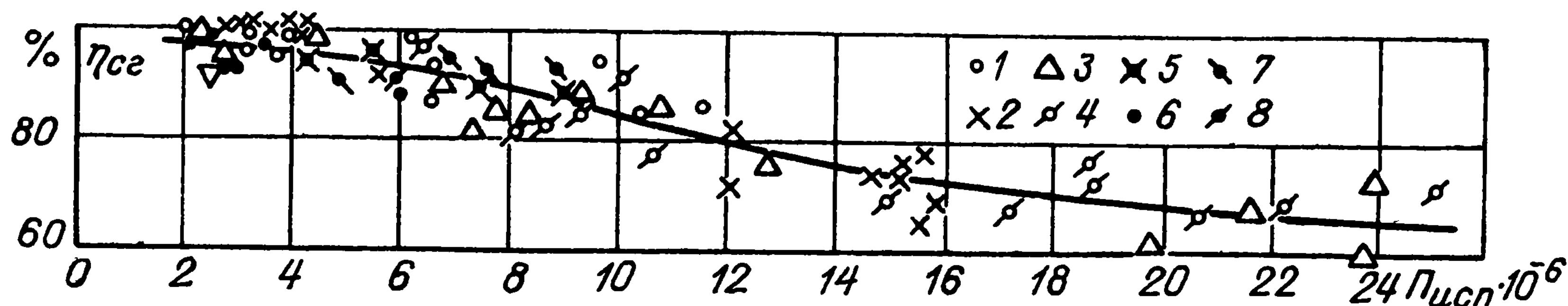


Рис. 5.16. Зависимость полноты сгорания от параметра $П_{исп}$ ($\alpha_1 = 1{,}2 \div 1{,}5$; $t_в = 200 \div 280\,°C$; $t_{к.с} = 700 \div 750\,°C$; топливо соляр, дистиллят, мазут М-20)
1 – ГТ-100-750; $D_{п.т} = 640$ мм; *2* – ГТ-100-750; $D_{п.т} = 400$ мм; *3* – блок камер сгорания ГТ-100-750; $D_{п.т} = 270$ мм; *4* – ГТУ-4-750 КТЗ; $D_{п.т} = 270$ мм; *5* – ГТ-1,5-700 НЗЛ; $D_{п.т} = 505$ мм; *6*, *7* и *8* – опытные камеры; $D_{п.т} = 400$; 360; 540 мм соответственно

летворительно обобщаются уравнением

$$\eta_{сг} = \left(1 - e^{-\frac{B}{П_{исп}}}\right),$$

где параметр B характеризует конструкцию камеры. Для камер, данные для которых приведены на рис. 5.16, и близких к ним камер, $B = 22$.

Таким образом, условия приближенного подобия процесса горения жидкого топлива, когда испарение является лимитирующей стадией, таковы:

1) геометрическое подобие камер сгорания;
2) одинаковое топливо;
3) $\alpha_{общ} = \mathrm{idem}$; $\alpha_1 = \mathrm{idem}$; $t_в = \mathrm{idem}$; $\beta_ф = \mathrm{idem}$;
4) $П_{исп} = \mathrm{idem}$ или $\tau_{исп}/\tau_{пр} = \mathrm{idem}$.

При помощи зависимости $\eta_{сг} = f(П_{исп})$, полученной в результате испытания модели камер в стендовых условиях, определяется полнота выгорания для натурных камер, работающих в схеме ГТУ (по величине $П_{исп}$ для натурных условий с использованием $\eta_{сг} = f(П_{исп})$, полученной в модельных условиях).

Процесс горения газообразного топлива определяется смешением и химическими реакциями. Экспериментальные данные показывают, что при раздельной подаче топлива и воздуха процесс горения происходит в диффузионной области. Повышенное давление и высокая температура факела приводят к тому, что скорости химических реакций высоки и процесс горения лимитируется трубулентным смешением газа с воздухом. И только в камерах сгорания с горелками частичного предварительного смешения (например, камера типа ГТ-50-800ХТЗ имени С.М. Кирова) горение может происходить в кинетической области, так как смешение газа с воздухом здесь протекает более интенсивно, чем в диффузионных областях.

Принимая во внимание, что при сжигании газообразного топлива лимитирующей стадией является смешение, полноту сгорания можно выразить в виде функции относительного времени смешения [80]

$$\eta_{сг} = f(\tau_{см}/\tau_{пр}) = f(П_{см}).$$

Время турбулентного смешения

$\tau_{см} \sim d^2/D_т$.

Здесь $D_т = A w_{гор} D_р$ – коэффициент турбулентной диффузии; $w_{гор}$ - характерная скорость; $D_р$ – диаметр регистра; A – множитель; d – характерный размер газовых каналов.

Время пребывания газов в камере до данного сечения

$$\tau_{пр} \sim \frac{\gamma_г}{G_n} D^3_{п.т} l_x,$$

где G_n – средний расход газов до данного сечения; $\gamma_г$ – средний удельный вес газов; $L/D_{п.т} = l_x$ – относительное расстояние до данного сечения.

Тогда получим

$$П_{см} = \frac{d^2 G_n}{w_{гор} D_р \gamma_г D^3_{п.т} l_x}.$$

За характерную скорость принимается среднестехиометрическая скорость воздушных и газовых потоков на выходе из горелки

$$w_{гор} = \frac{G_р w_р + L_0 B_т w_т}{G_р + L_0 B_т} = \frac{\alpha_1 w_р + w_г}{\alpha_1 + 1},$$

В качестве характерного размера газовых каналов принято: для горелок со щелевой раздачей газа (типа ГТН-9-750 и ГТ-25-700 ЛМЗ) $d = \delta_{щ}$; для горелок с дырчатой раздачей газа (типа ГТ-100-750ЛМЗ и ГТУ-6-750СТМЗ) $d = d_{отв}$; для горелок с частичным предварительным смешением (типа ГТ-50-800ХТЗ) $d = d_{отв.ср}$.

Опытные зависимости аппроксимируются уравнением

$$\eta_{сг} = (1 - e^{B/П_{см}}) \cdot 100, \%.$$

Здесь опытная постоянная B для каждого типа горелок имеет разные значения: $B = 10$ для горелок со щелевой раздачей газа, $B = 20$ для горелок с полыми лопатками.

Таким образом, приближенное огневое моделирование при сжигании газообразного топлива для условий диффузионного горения будет выполняться при соблюдении следующих условий:

1) геометрического подобия;
2) $\alpha_1, \alpha_{общ}, t_в$ = idem;
3) одинакового топлива;
4) $П_{см}$ = idem.

Проведенные ЦКТИ и другими организациями исследования регистровых камер сгорания ГТУ и ПТУ в стендовых и промышленных условиях подтвердили обоснованность разработанных Я.П. Сторожуком и В. А. Асосковым условий моделирования камер сгорания [80, 81, 88]. Однако, как показали исследования В.Б. Кругова, проведенные при испытаниях камер сгорания ГТ-100-750-2 на Краснодарской ТЭЦ, моделирование по давлению недостаточно обоснованно. Тщательно отработанная камера сгорания в стендовых условиях при давлении 1,3–1,4 кг/см при переходе на давление в натурных условиях 8,5–22 кг/см обнаружила

неполное сгорание (дымление). В. Б. Кругов следующим образом формулирует условия подобия газотурбинных камер сгорания.

1. При соблюдении условий моделирования:

а) геометрического подобия;

б) $\alpha_{общ} = idem$; $\alpha_1 = idem$; $t_в = idem$; $\beta_ф = idem$;

в) одинакового топлива;

г) $\Pi_{исп} = idem$ или $\tau_{исп}/\tau_{пр} = idem$

обеспечивается близость в модели и натуре полей температур в факеле, полей концентраций продуктов сгорания и коэффициентов избытка воздуха по радиусу, длине и сечению пламенных труб. На моделях, в частности, с большой достоверностью отрабатываются смесительные устройства.

2. В уменьшенных моделях практически невозможно выдержать подобными геометрическую форму и зазоры в проходных сечениях кольцевых каналов, и поэтому наиболее достоверные результаты получаются при модельных испытаниях пламенных труб, выполненных в натурных размерах. Поэтому при моделировании камеры должны выполняться больших размеров.

3. В процессе модельных испытаний камер сгорания мощных ГТУ практически невозможно выдержать условия $\Pi_{исп} = idem$, т. е. $\tau_{исп}/\tau_{пр} = idem$. Поэтому окончательные результаты по выгоранию топлива, а следовательно, и КПД камеры сгорания могут быть получены в натурных условиях.

4. Поскольку угол раскрытия топливного факела центробежной механической форсунки зависит от противодавления среды, в которую происходит распыл, то, если давления в модели и натуре отличаются, невозможно получить одинаковые условия перемешивания. Таким образом, при переносе результатов модельных испытаний на натуру при разных противодавлениях необходимо учитывать изменение угла распыла центробежной механической форсункой.

Создание новых газотурбинных агрегатов, и в частности высокотемпературных, связано с решением задач интенсификации рабочего процесса в камерах сгорания, и прежде всего с исследованием и внедрением в конструкции новых, более эффективных способов охлаждения высокотемпературных элементов, ограничивающих зону горения, и созданием методов расчета их температурного состояния. Все это требует изучения и совершенствования процесса конвективного теплообмена со стороны охлаждающего агента и радиационных характеристик факела для различных систем охлаждения. На рис. 5.17 показаны конструкции различных моделей для исследования теплоотдачи полуограниченных закрученных течений применительно к камерам сгорания [82]. Количество теплоты, отведенное от пламенной трубы охлаждающим воздухом, определялось с помощью тепломеров. Воздух от компрессора *9* подается на измерительный участок, состоящий из цилиндрических труб *3* и *1* диаметром d и D и корпуса *17*, установленного между ними (угол раскрытия 2ψ). В трубе *3* размещаются завихрители *2* с обтекателем *4*. Завихрители позволяют получить различный начальный угол закрутки потока

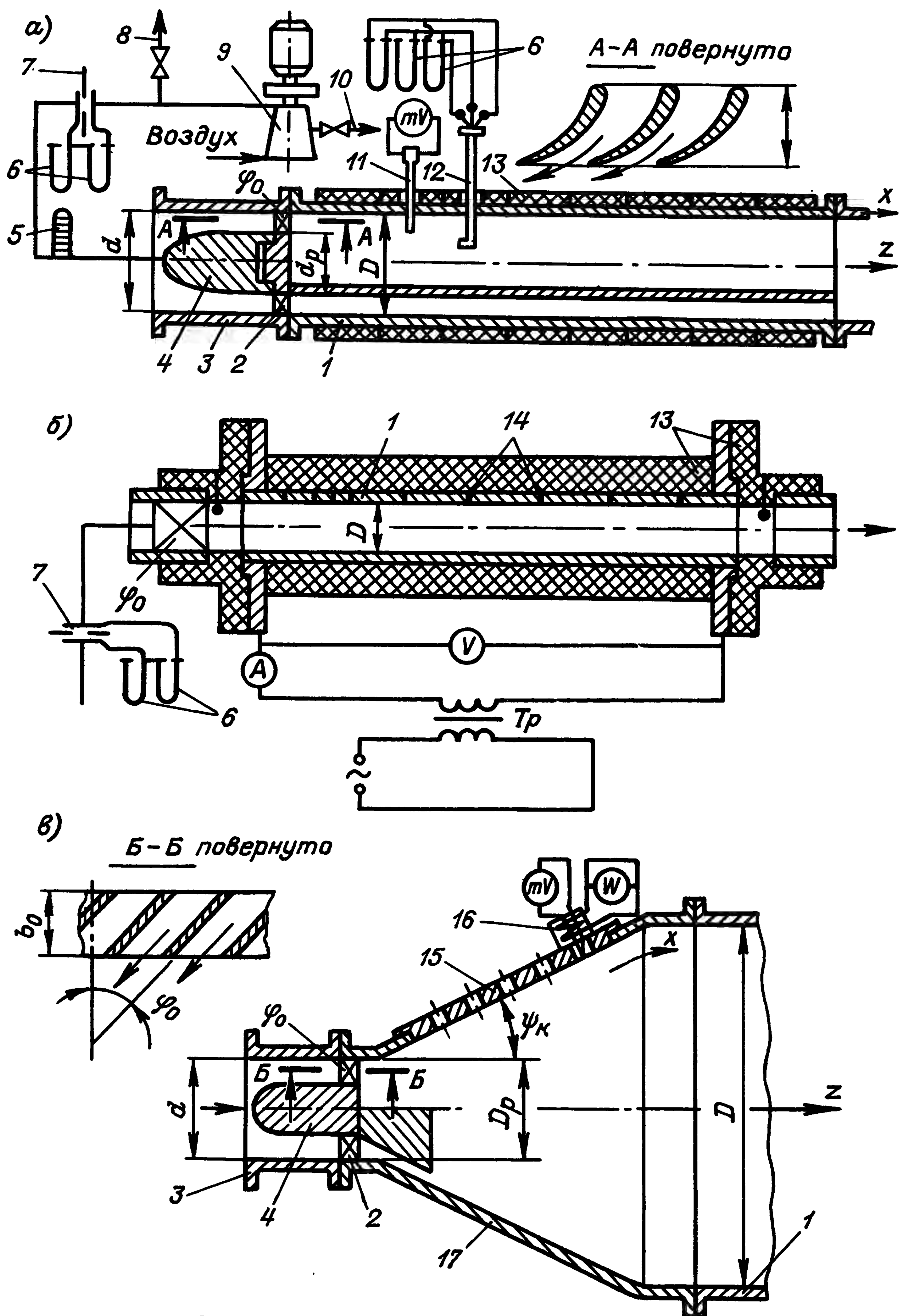


Рис. 5.17. Схемы моделей для исследования теплоотдачи полуограниченных закрученных течений применительно к камерам сгорания ГТУ

и могут выполняться в виде кольцевых решеток с профильными или прямыми лопатками. Завихрители могут иметь переменный угол закрутки. Каждый завихритель испытывается поочередно с одним из нескольких корпусов (разные $\psi_к$). Трех- или пятиканальные аэродинамические зонды *12* позволяют определить скорость воздуха и ее направление.

Для измерения теплоотдачи и кинематики потока на корпусе в продольных пазах монтируются медные плиты *15* с гнездами для размещения координатников или с отверстиями для тепломеров. Теплоотдачу цилиндрической трубы на некоторой длине можно измерить путем разделения длины на несколько изолированных секций. Электронагрев производится постоянным током с помощью нихромовой проволоки, намотанной на трубу и изолированной снаружи. Два крайних калориметра экранируют растечки теплоты. Температура всех калориметров во время опытов контролируется поверхностными термопарами *14* и поддерживается одинаковой, что предотвращает растечки тепла.

Для изучения локальной теплоотдачи местные тепловые потоки измеряются с помощью теплоизолированной от стенки пластины, установленной заподлицо с обтекаемой поверхностью. Тепловой поток, проходящий через пластину, определяется по разности температур на толщине пластины (метод Δt-стенки). Погрешности этого метода связаны с искривлением изотерм в районе расположения спаев термопар и с утечками теплоты через цилиндрические участки теплоприемника. В качестве миниатюрных измерителей применяются также альфакалориметры, работающие по принципу регулярного режима с электрокалориметром [82]. При измерении необходимо учитывать поправку на толщину пограничного слоя; эта поправка определяется выражением

$$\alpha = \alpha_x (1 - x_0/x_1)^{0,2},$$

где $x_0 = x - d_x/2$; $x_1 = x + d_x/2$; d_x – диаметр тепловоспринимающей поверхности калориметра; α – действительное значение коэффициента теплоотдачи.

При обобщении опытных данных по теплоотдаче полуограниченных закрученных турбулентных струй используется следующее критериальное уравнение:

$$\mathrm{Nu}_x = f(\mathrm{Re}_x, \mathrm{Pr}, \mathrm{Gr}, T_{ст}/T_п, \bar{x}, \beta, \psi_к, \varphi_0);$$

здесь $\beta = (d_р/D_р)^2$ – относительная площадь сечения регистра; φ_0 – угол закрутки лопаток завихрителя; $\psi_к$ – угол раскрытия конической поверхности.

Ввиду большого центробежного ускорения w_φ^2/r предполагалось, что локальная теплоотдача закрученного потока будет заметно зависеть от критерия Грасгофа. Однако в диапазоне $\mathrm{Gr} = (0{,}11 \div 7{,}25) \cdot 10^{10}$ его влияние обнаружить не удалось, так же как и влияние $T_{ст}/T_п$ [104], и таким образом

$$\mathrm{Nu}_x = f(\mathrm{Re}_x, \bar{x}_1, \beta, \psi_к, \varphi_0).$$

А. В. Сударевым для теплоотдачи турбулентной закрученной кольцевой струи воздуха, распространяющейся по внутренней поверхности трубы, получены формулы

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}026(1 + \mathrm{tg}\varphi_0)^{0,77} \exp(0{,}42\beta^{1,5}) \Phi \mathrm{Re}_x^{0,8} .$$

Здесь

$\varphi_0 = 0 \div 78^\circ$; $\bar{x} = 4 \div 100$; $\beta = 0 \div 70^\circ$;

$\mathrm{Re}_x = 10^5 \div 10^7$; $\Phi = \Phi_2 x^{-n_c}$; $\Phi_2 = x + x_1(\mathrm{tg}\varphi_0 - 1{,}2) +$
$+ x_2 \exp(-x_3 \mathrm{tg}\varphi_0)$; $x_3 = 1{,}5 + 2{,}9\beta$;

$n_c = n_{\text{к}1} \varphi^{-1,7}$ при $\beta > \beta_0$; $n_c = 0$ при $\beta < \beta_0$; $\beta_0 = 1 - e^{-0,55}$;
$\bar{\varphi} = \varphi_0/45 - 1$.

Для внутреннего обтекания закрученной кольцевой струей конической поверхности получено [82]

$$\Phi = \frac{C_l}{k_n C_m} x^{-n_{\text{ч}}};\quad C_m = 0{,}025\,[1 + \mathrm{tg}(\varphi_0 - \psi_{\text{к}})^{0,22} - C_m \psi^{\exp(0,28\beta)}];$$

$$C_{m\psi} = 0{,}92 + 0{,}32\,\mathrm{tg}\,\psi_{\text{к}};$$

$$\psi_{\text{к}} = 3{,}24\left\{1 + \mathrm{tg}(\varphi_0 - \psi_{\text{к}})^{1,38} \Phi\varphi\, x^{-n} \exp[1{,}07(0{,}778 + \sin\varphi_{\text{к}})\beta]\right\};$$

$$\Phi_\varphi = \frac{\exp(2{,}66 \sin\psi_{\text{к}})}{2{,}87 + \mathrm{tg}\,\psi_{\text{к}}};\quad n_c = 1{,}17\sqrt{\sin\psi_{\text{к}}}.$$

При $15^\circ < \psi_{\text{к}} \leqslant 60^\circ$

$25^\circ < \varphi_0 \leqslant 75^\circ$, $0{,}25 < \beta < 0{,}75$, $-15^\circ \leqslant (\varphi_0 \to \psi_{\text{к}}) \leqslant 65^\circ$, $3 \leqslant x \leqslant 35$.

Анализ этих формул показывает, что закрученные потоки существенно интенсифицируют теплообмен и таким образом улучшают температурный режим пламенной трубы.

ГЛАВА 6

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОЗДУХОПРОВОДОВ

Системы газовоздухопроводов являются неотъемлемой частью энергетического оборудования, и в частности различных теплообменников. Аэродинамическое несовершенство подводящих патрубков не только приводит к неполному омыванию поверхностей нагрева, но и вследствие отрывов потока и нестационарных явлений приводит к недопустимым вибрациям элементов теплообменника. Таким образом, аэродинамическое совершенствование газовоздуховодов является в ряде случаев предпосылкой высокой экономичности и надежности работы теплообменного оборудования.

В качестве примера рассмотрим моделирование газоходов котла ТМЕ-213 Молдавской ГРЭС, выполненное в НПО ЦКТИ автором и В. В. Федотовым.

Натурные испытания котла ТМЕ-213 на Молдавской ГРЭС выявили несовершенство конструкции поворота газовоздуховода от основного всасывающего вентилятора к горелкам. Значительная неравномерность и пульсации полей динамических и статических давлений за поворотом приводят к неточному измерению расхода воздуха трубами Вентури. Кроме того, следует отметить, что отбор статического давления для замера расхода газов в газоходе котла производится только из верхней части труб Вентури по конструктивным соображениям. Попытки произвести измерения расхода газов по газовоздушному тракту котла с помощью труб Вентури показали, что амплитуда колебаний показаний датчиков давления составляет 50%, а неравномерность распределения расхода газов по отдельным трубам Вентури – около 15%.

В процессе эксплуатации наблюдается коробление и разрушение стабилизирующих перегородок перед трубами Вентури, отрыв перегородок, разделяющих каналы, их унос и перекрытие ими горелок.

Предположения, что пульсации возникают из-за неустойчивости работы вентилятора, не подтвердились, так как было установлено, что ни нагрузка, ни число работающих вентиляторов на характер и размах пульсаций давления не влияют. Исследование характера потока на модели показало, что причиной такой неустойчивости является отрывной характер обтекания в системе газовоздуховодов, устранение которого было выполнено путем внедрения соответствующих рекомендаций, разработанных в результате исследований на модели. Внедрение разработанных мероприятий в натурных условиях с последующими испытаниями полностью подтвердило выводы, полученные на модели.

Модель (рис. 6.1), изготовленная из оргстекла толщиной 14 мм, геометрически подобна образцу. Масштаб модели (1 : 12,5) выбран исходя из условий достижения

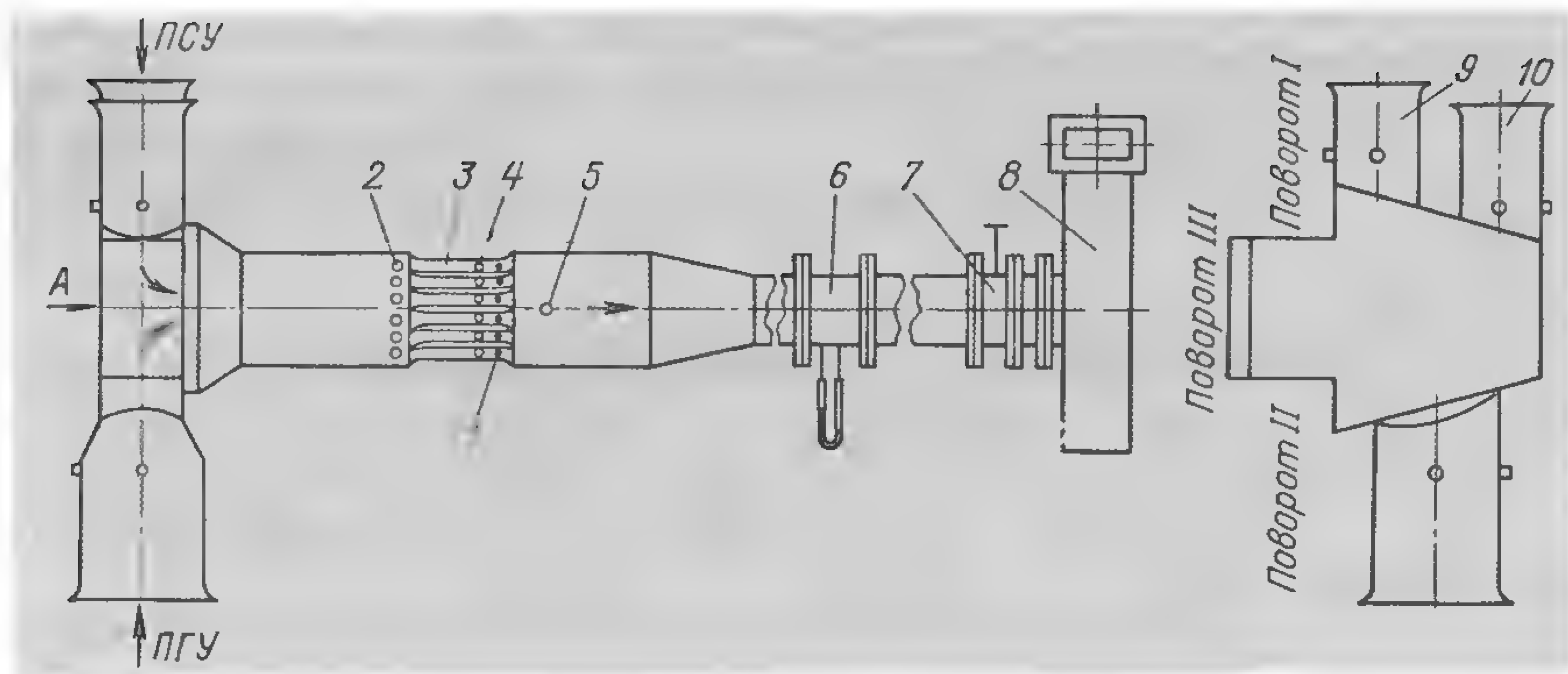


Рис. 6.1. Модель газовоздуховода котла ТМЕ-213

автомодельного режима и мощности имеющегося вентилятора. Трубы Вентури (*3* на рис. 6.1) выполнены в соответствии с Правилами 28–64. Измерение расхода воздуха по перепаду давления на трубах Вентури осуществлялось так же, как в реальных условиях: через отверстия в верхней стенке, а не через кольцевые камеры. С целью упрощения конструкции модели перегородки за трубами Вентури и перед ними не устанавливались. Участки труб перед поворотами *I*, *II* мало влияющие на аэродинамику в поворотном узле, не моделировались, а были заменены рукавами с плавным входом.

Исследуемая модель была подключена к вентилятору ВВД-9 (напор 600 мм вод. ст., расход 9000 м^3/ч), работающему на всас. Опыты проводились при расходах воздуха $Q = 1{,}8$ м^3/с со стороны воздушного тракта (паросиловой режим – ПСУ) и $Q \approx 1{,}75$ м^3/с со стороны газового тракта (парогазовый режим – ПГУ). Расход воздуха в опытах измерялся тарированной диафрагмой, установленной непосредственно перед вентилятором. При этом критерий Рейнольдса, рассчитанный по эквивалентному диаметру газохода, будет $\mathrm{Re} = 0{,}85 \cdot 10^6$, что обеспечивает автомодельный режим.

Штуцеры, установленные на трубках Вентури и перед ними, служили для замера статических давлений в целях определения расхода воздуха и коэффициентов сопротивления элементов модели. Температура потока регистрировалась термометром, установленным за трубами Вентури.

Моделировались два режима работы газовоздуховодов: режим ПСУ и режим ПГУ. При работе в режиме ПСУ воздух в модель поступает через рукава *9* и *10* (см. рис. 6.1). Рукав *11* при этом перекрыт заглушкой. В режиме ПГУ воздух поступает в модель через рукав *11*, а рукава *9* и *10* заглушены. В рукаве *11* расположен шибер, представляющий собой диск с ребрами жесткости, установленный в положение "полное открытие". Схемы исследованных вариантов показаны на рис. 6.2.

Для получения качественной картины движения потоков в поворотах *I* и *II* были проведены гидродинамические исследования на открытом гидравлическом лотке. Модель, изготовленная из тонких металлических полос, устанавливалась на рабочем участке лотка таким образом, чтобы поток плавно, без отрыва входил в модель. Для овиднения потоков на

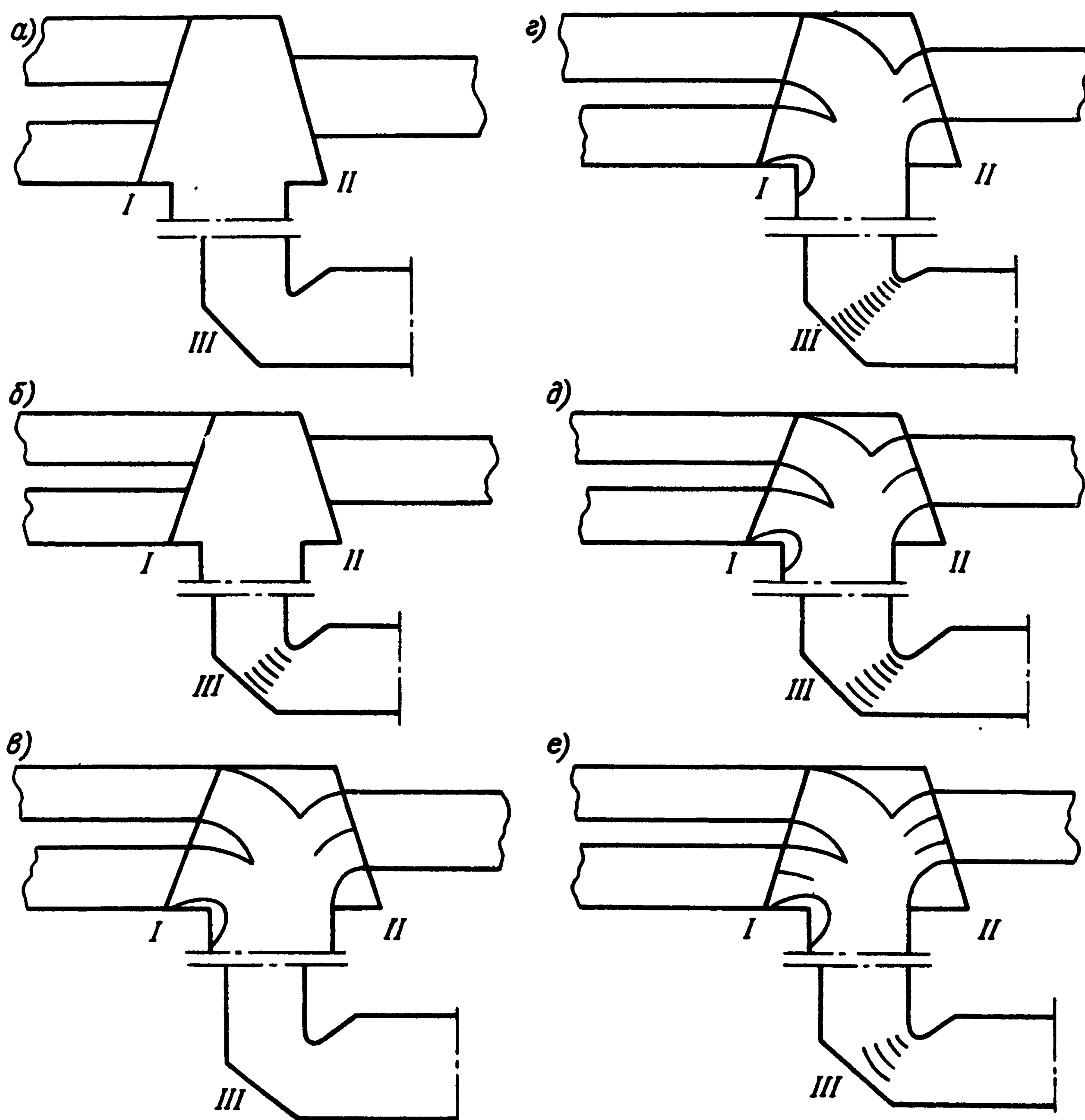


Рис. 6.2. Варианты компоновки направляющих лопаток в поворотах I, II, III

водную поверхность наносился алюминиевый порошок. Полученные плоские картины фотографировались с выдержкой 1/30 с.

Результаты измерений, полученные при экспериментальных исследованиях на модели, представлены в виде таблиц.

Исходным является вариант *а* (см. рис. 6.2). Он характеризуется крайне неустойчивым режимом течения, вибрацией модели в результате отрывов потока от стенок и образования вихревых зон (рис. 6.3, 6.4). Замеры скоростных полей перед трубами Вентури трубкой Прандтля показали, что возле верхней стенки канала наблюдаются обратные токи, отрицательно влияющие на точность измерения расхода трубками Вентури. Низкочастотные колебания статического давления на стенку, измеренные перед трубками Вентури, составляли 18%.

Установка направляющих лопаток в поворотах *I* и *II* заметно повышает устойчивость движения потока (рис. 6.5–6.8), причем лопатки, установленные в неработающем повороте *I* и *II*, не мешают потоку газов

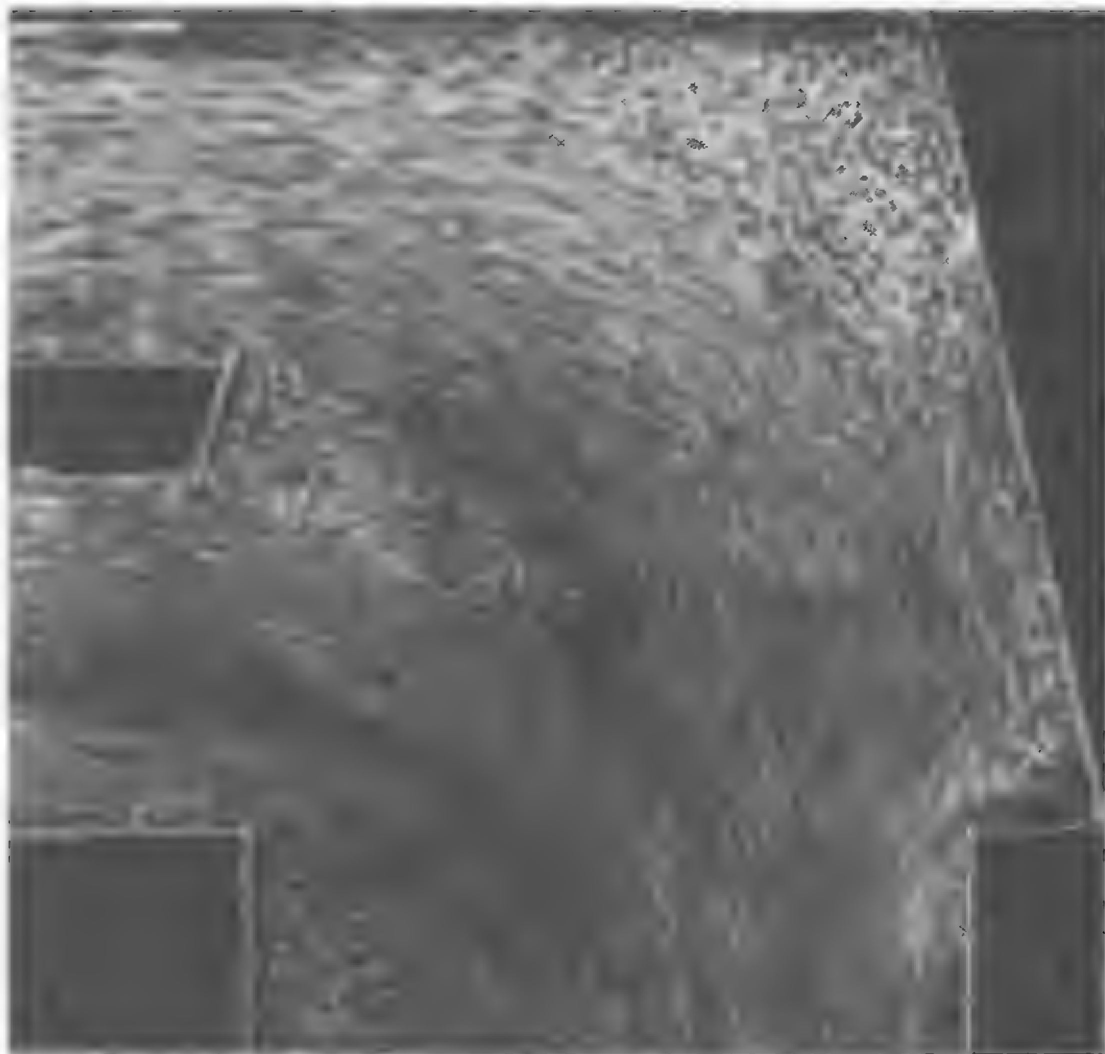


Рис. 6.3. Картина течения на гидролотке, вариант *а* на рис. 6.2, режим ПСУ

через работающий поворот и даже более того, способствуют уменьшению вихревых зон, как это видно на представленных фотографиях, полученных при изучении плоских моделей течения на гидролотке. Указанные лопатки положительно влияют на равномерность распределения скоростей в горизонтальном сечении перед трубками Вентури.

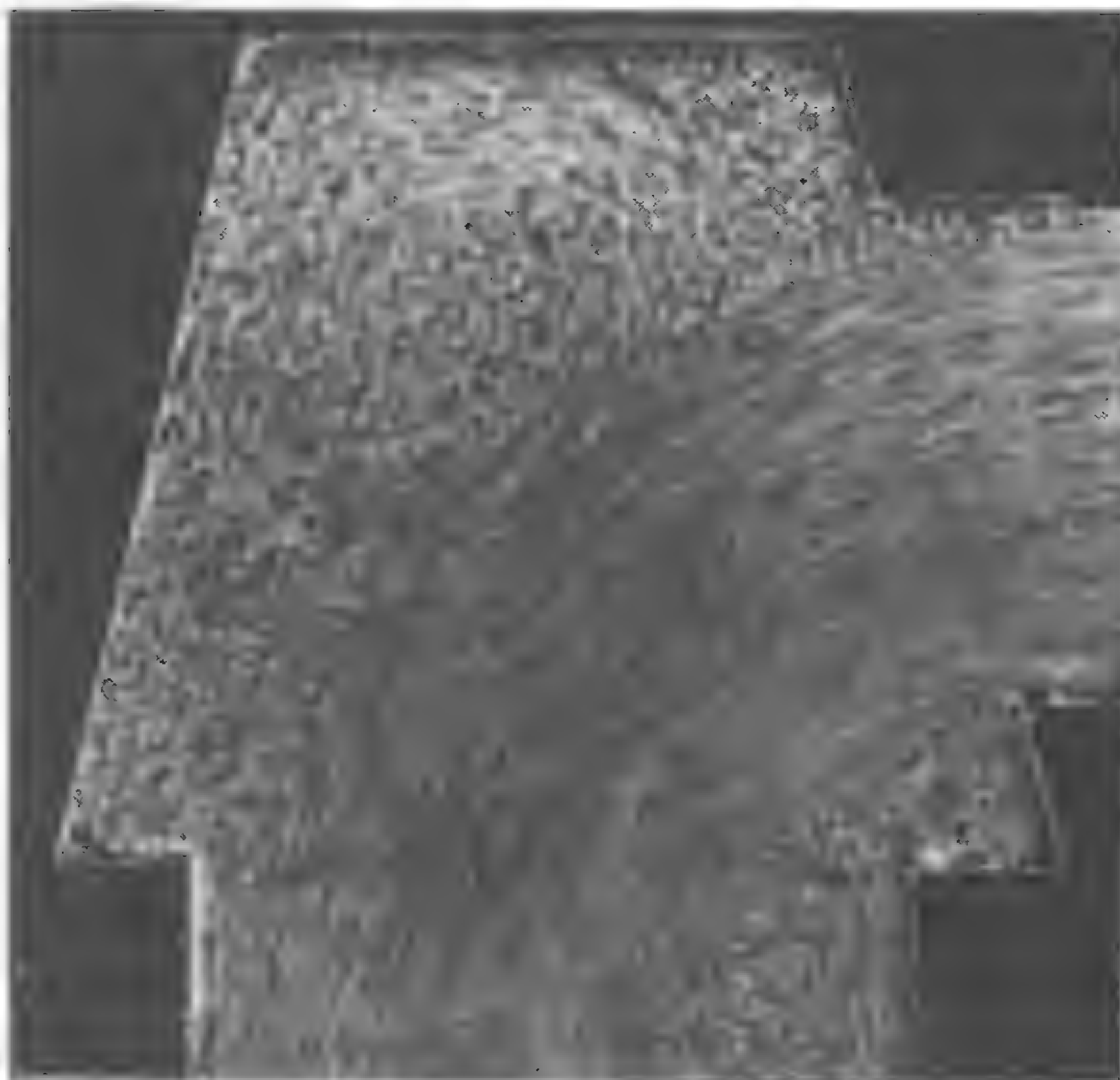


Рис. 6.4. Вариант *б* на рис. 6.2, режим ПСУ

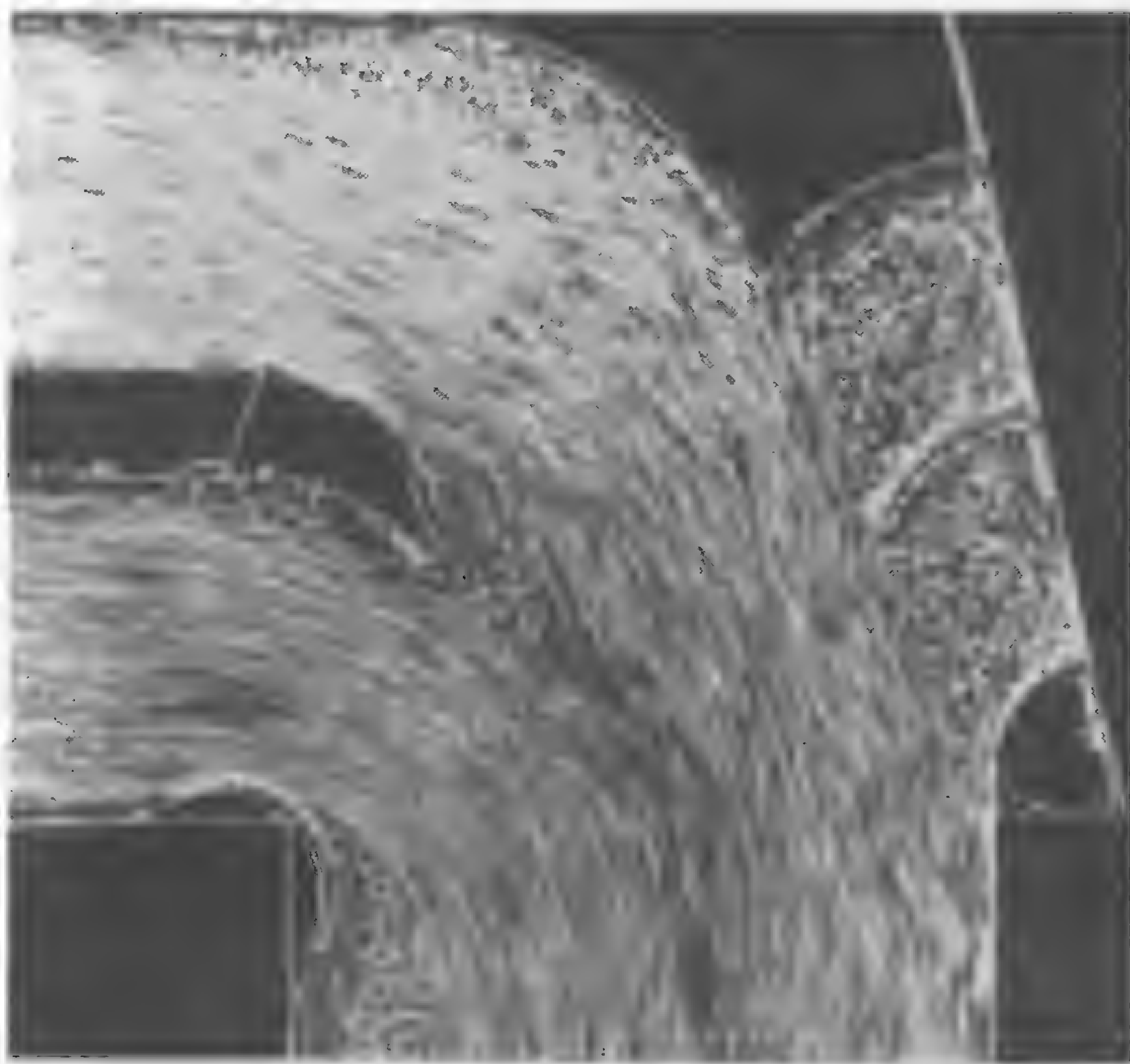


Рис. 6.5. Вариант *в*, режим ПСУ

Еще большее влияние на поток оказывает установка направляющих лопаток в повороте *III*. Эти лопатки влияют на распределение скоростей по вертикали. В работе были применены тонкие направляющие лопатки. Их расчет и установка выполнялись в соответствии с рекомендациями Идельчика для изогнутых участков. Измерение полей скоростей и степени



Рис. 6.6. Вариант *д*, режим ПГУ



Рис. 6.7. Вариант *в*, режим ПГУ

турбулентности потока позволило не только качественно, но и количественно сравнивать варианты компоновок направляющих лопаток между собой. Критериями для оценки качества вариантов могут являться коэффициент скоростей неравномерности k_w и степень турбулентности потока Tu, осредненная по площади поперечного сечения газохода:

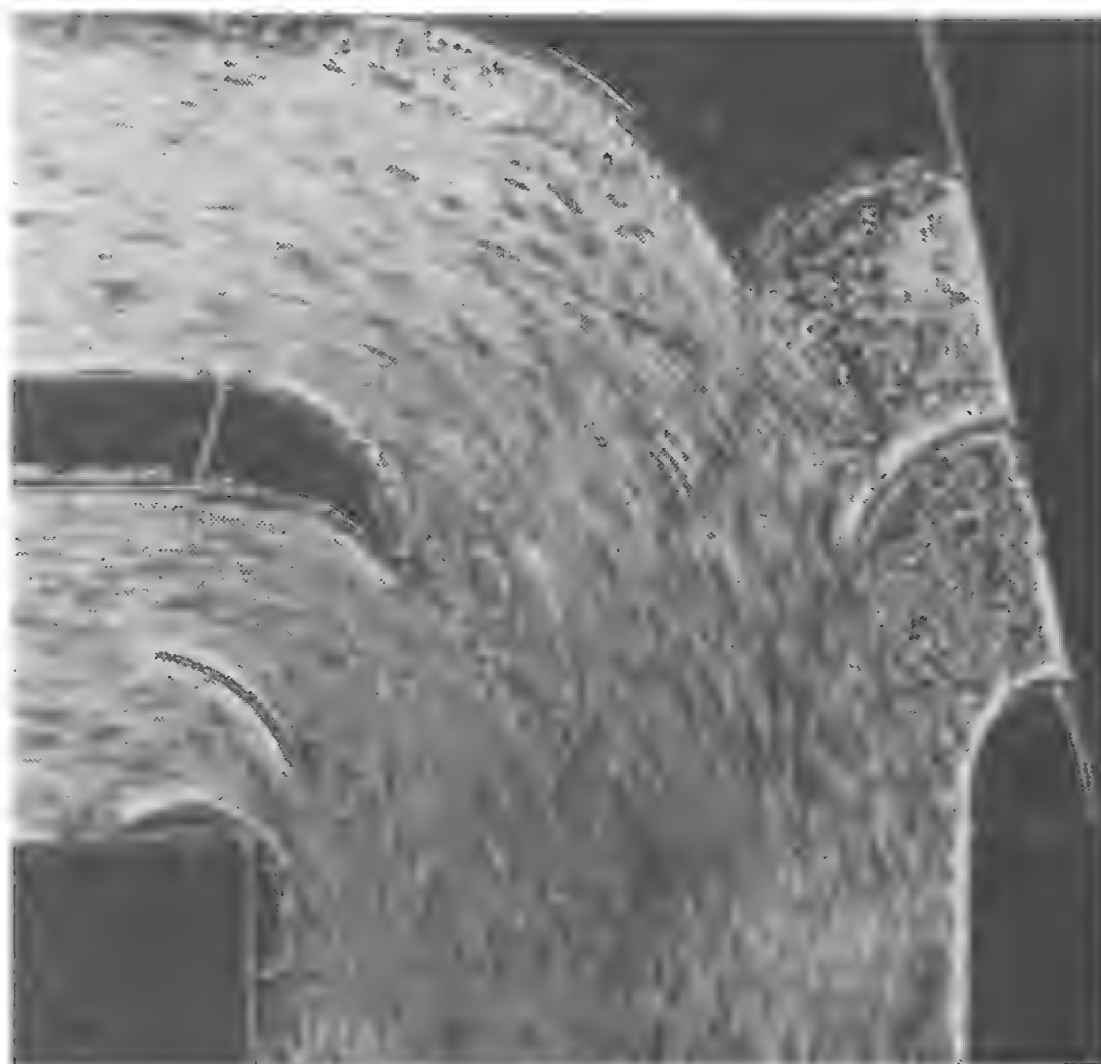


Рис. 6.8. Вариант *е*, режим ПСУ

Таблица 6.1

Вариант на рис. 6.2	Режим, место измерений	w, м/с	k_w, %	$\overline{\text{Tu}}$, %	Вариант на рис. 6.2	Режим, место измерений	w, м/с	k_w, %	$\overline{\text{Tu}}$, %
	ПСУ, перед трубками Вентури	16,4	18,7	24,9		ПСУ, перед трубками	29,6	18,3	11,9
	ПСУ, в трубках Вентури	17	12,4	12,6		ПСУ, в трубках	40	7,31	4,08
а	ПГУ, перед трубками	14,4	27,6	30,7	*г*	ПГУ, перед трубками	22,3	19,6	13,7
	ПГУ, в трубках	16,2	18,2	14,3		ПГУ, в трубках	39,0	6,8	4,3
	ПСУ, перед трубками	17,6	15,7	15,6		ПСУ, перед трубками	22,9	21	14,3
	ПСУ, в трубках	31,3	7,3	6,15		ПСУ, в трубках	39,6	7,5	4,21
б	ПГУ, перед трубками	17,15	17,2	21,4	*д*	ПГУ, перед трубками	21,7	23	14,3
	ПГУ, в трубках	30,7	8,9	7,4		ПГУ, в трубках	36,2	7,6	4,8
	ПСУ, перед трубками	23,6	23,7	18,4		ПСУ, перед трубками	23,7	10,4	12
	ПСУ, в трубках	39,7	13,8	7,5		ПСУ, в трубках	37,9	2,85	3,8
в	ПГУ, перед трубками	27,6	24,8	21	*е*	ПГУ, перед трубками	21,5	6,5	9,6
	ПГУ, в трубках	37,8	20,5	10,9		ПГУ, в трубках	27,2	2,6	3,15

$$\bar{k}_w = \frac{1}{F} \int_F \frac{|w - \bar{w}|}{\bar{w}} dF$$

(здесь $\bar{w} = \frac{1}{F} \int w dF$ – средняя по сечению газохода скорость);

$$\overline{\text{Tu}} = \frac{1}{F} \int_F \text{Tu} dF.$$

Результаты расчета $\bar{k}_w$, $\overline{\text{Tu}}$ и $\bar{w}$ приведены для всех изученных вариантов в табл. 6.1.

Анализ полученных результатов показывает, что установка направляющих лопаток только в поворотах *I* и *II* или только в повороте *III* слабо улучшает поток. Значительная неравномерность поля скоростей, высокая степень турбулентности потока не позволяет рекомендовать указанные варианты для использования на объекте.

Комбинированные варианты *г* и *д* отличаются меньшей степенью турбулентности, более высокой неравномерностью поля скоростей из-за отрывов потока от боковой, ближайшей к повороту, стенки газохода. Установка 5–10 лопаток в повороте *III* также не является оптимальной по технологическим соображениям.

В варианте *е* учтены недостатки предыдущих вариантов. Установлены дополнительные лопатки в поворотах *I* и *II*, прижимающие поток к боко-

Таблица 6.2

Вариант на рис. 6.2	Режим	Значение G_i/G в трубке Вентури					
		№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6
а	ПСУ	1,14	1,08	1,06	1,00	0,85	0,83
	ПГУ	0,77	0,72	0,98	1,16	1,18	1,19
б	ПСУ	0,99	0,97	0,96	0,97	1,02	1,09
	ПГУ	1,04	1,05	1,01	0,98	0,95	0,97
в	ПСУ	1,09	1,09	1,10	1,03	0,82	0,86
	ПГУ	0,77	0,71	0,92	1,16	1,20	1,24
г	ПСУ	0,96	0,93	0,98	1,05	1,05	1,03
	ПГУ	1,03	1,06	1.04	0,99	0,95	0,93
д	ПСУ	0,97	0,95	0,96	1,01	1,05	1,06
	ПГУ	1,02	1,03	1,01	0,96	0,97	1,01
е	ПСУ	0,98	0,99	1,00	1,00	1,02	1,02
	ПГУ	0,99	1,00	1,01	1,02	1,01	0,97

вым стенкам, убрана лопатка в повороте *I*, мало влияющая на структуру потока, уменьшено число лопаток в повороте *III*. В результате удалось снизить скоростную неравномерность примерно в 2–4 раза, степень турбулентности в 3 раза, низкочастотные колебания показаний датчиков статического давления перед трубками Вентури уменьшились в 6–7 раз и составили примерно 3%.

Для каждого варианта компоновки направляющих лопаток вычислялся коэффициент сопротивления модели ζ. Приводим результаты вычислений:

Вариант на рис. 6.2	*а*	*б*	*в*	*г*	*д*	*е*
Значение ζ						
в режиме ПГУ	2,8	1,9	2,7	1,6	1,8	1,2
врежиме АСУ	1,8	1,3	1,5	1,0	1,1	1,0

Из табл. 6.1 ясно, что любое из проведенных мероприятий по упорядочиванию потока приводит к снижению коэффициента сопротивления газовоздушного тракта и вследствие этого к снижению затрат на дутье.

Распределение расхода воздуха по трубкам Вентури, отнесенного к среднему расходу в данном сечении $\Delta G/G$, представлено в табл. 6.2.

Для варианта *г* была оценена погрешность измерения расхода воздуха трубками Вентури. Расход в трубках Вентури (в м^3/с) определялся по формуле

$$Q = \alpha \epsilon F_0 \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho}},$$

где $\alpha = 1{,}145$ – исходный коэффициент расхода трубок Вентури; ϵ – поправочный множитель на расширение для газов; F_0 – площадь отверстий трубок Вентури; $m = F_0/F_1 = 0{,}58$ (F_1 – площадь поперечного сечения трубопровода).

Сравнение результатов, полученных указанным способом и по тарированной диафрагме, показывает, что расхождение не превышает 3%. Полученные результаты позволили рекомендовать вариант *е* компоновки направляющих лопаток для установки в поворотном узле газовоздуховода котла ТМЕ-213 Молдавской ГРЭС.

Промышленные испытания подтвердили результаты модельных испытаний.

ГЛАВА 7

ИЗМЕРЕНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКА

7.1. ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ ТРУБКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ, ПОЛНОГО И СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЙ

В настоящей главе приводится ряд практических методов измерения параметров потоков и методов визуализации, которые обычно применяются в практике моделирования элементов энергетических теплообменников.

Пневмометрические трубки основываются на особенности обтекания цилиндрических тел. Известно, что при обтекании шара в критической точке давление равно полному давлению в потоке. При продольном обтекании цилиндра на некотором расстоянии от хорошо обтекаемого носика ($x/d \geqslant 3$) давление, замеренное на боковой поверхности цилиндра, практически совпадает со статическим давлением в потоке. На этой особенности обтекания основана трубка Прандтля, одна из конструктивных схем которой показана на рис. 7.1. Соединяя микроманометр с давлением полного напора $p_{\text{п}}$, отводимого из носика трубки, и статическим давлением $p_{\text{ст}}$, отводимым из щели на боковой поверхности трубки, получаем скоростной напор $p_{\text{ск}} = \rho w^2/2 = p_{\text{п}} - p_{\text{ст}}$ и соответственно скорость потока $w = \sqrt{2p_{\text{ск}}/\rho}$. Рекомендуемые геометрические размеры трубки показаны на рис. 7.1. Как следует из распределения давлений, представленных на этом рисунке, в качестве измерителя статического давления трубка Прандтля нечувствительна к углу атаки $\pm 5°$, а как измеритель скорости – к углу атаки $\pm 15°$. Указанный факт объясняется одинаковостью кривых $\Delta p_{\text{п}} = f(\alpha)$ и $\Delta p_{\text{ст}} = f(\alpha)$. Обычно трубки Прандтля тарируют путем сравнения их показаний с показаниями эталонной трубки в аэродинамической трубе или в канале с равномерным полем скоростей, в результате чего определяют тарировочный коэффициент трубки Прандтля

$$\xi = w : \sqrt{\frac{\Delta p_{\text{ск}}}{0{,}5\rho}}\ .$$

При хорошем исполнении трубки тарировочный коэффициент, как правило, близок к единице.

Вследствие влияния вязкости трубку Прандтля без тарировочных коэффициентов рекомендуется применять при Re $\geqslant$ 1000. При Re $<$ 1000 начинают сказываться погрешности, связанные с измерением полного

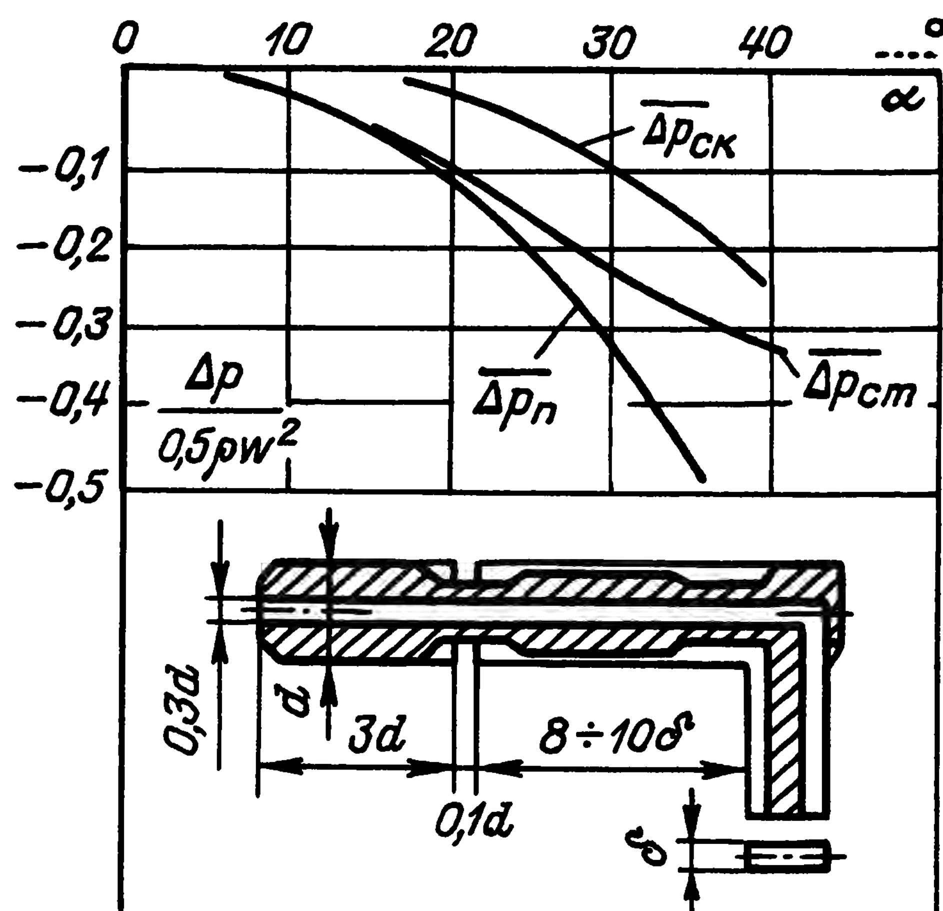


Рис. 7.1 Одна из конструктивных схем трубки Прандтля и зависимость ее показаний от угла атаки

давления в критической точке. Более точно при относительно небольших числах Re измерение полного давления следует производить трубкой Пито (изогнутой под прямым углом трубкой со срезанным под прямым углом торцом). Погрешность, связанная с вязкостью, в этом случае начинает проявляться при Re < 100. (Здесь число Рейнольдса определено по приемному диаметру трубки.) На трубке, имеющей форму затупленного тела, образуется пограничный слой, который искажает показания трубки, вследствие чего измеряемое давление $p_{изм}$ не равно давлению p_0. Это различие для круглых трубок определяется формулой [85]

$$\frac{p_{изм} - p_0}{\rho w^2/2} = 1 + \frac{5{,}6}{\mathrm{Re}}. \qquad (7.1)$$

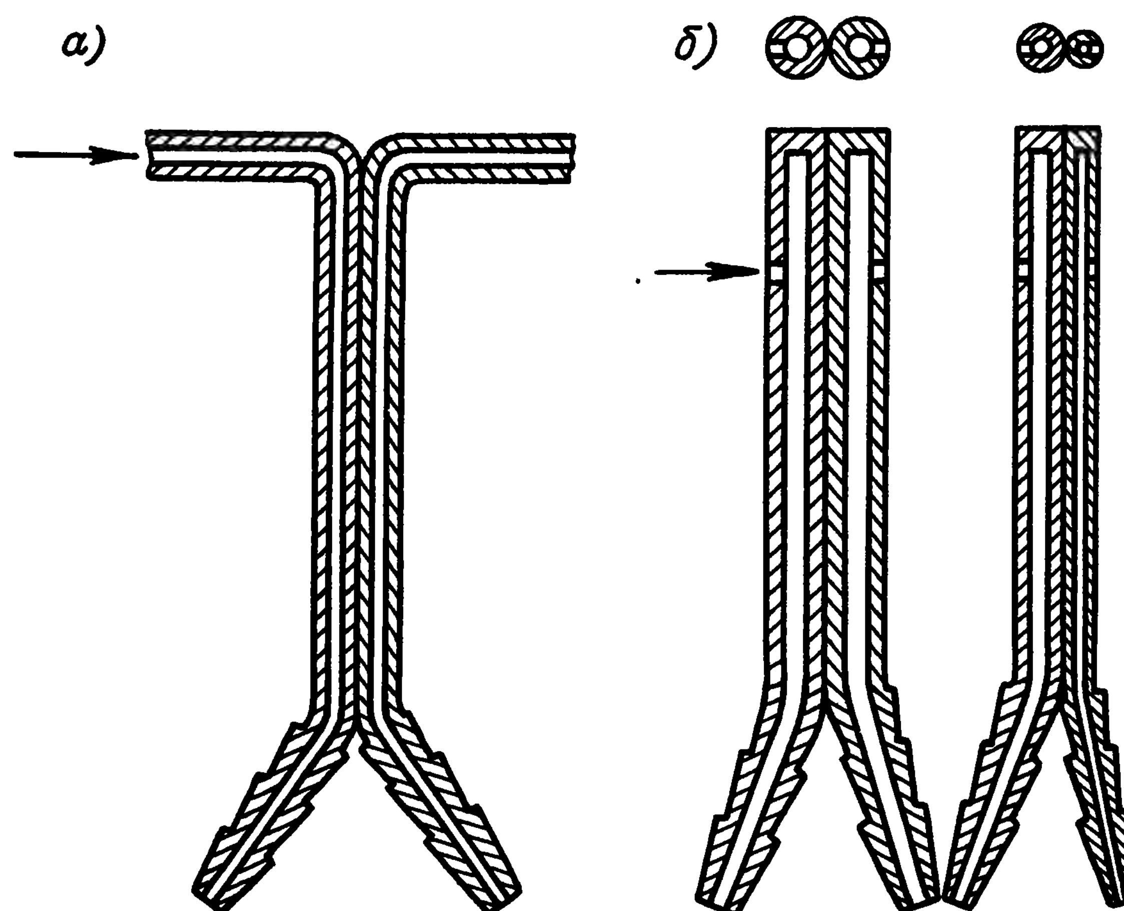


Рис. 7.2. Некоторые виды пневмометрических трубок для измерения скорости: *а* – Т-образная трубка; *б* – двухканальная трубка

Кроме обычных трубок Прандтля для измерения скорости применяется Т-образная трубка (рис. 7.2, *а*), у которой переднее по потоку отверстие измеряет полное давление, а заднее отверстие – давление, пропорциональное статическому давлению. Дифманометр, подсоединенный к линиям, соединяющим переднее и заднее отверстия трубки, показывает перепад, пропорциональный $\rho w^2/2$. Скорость потока определяется после соответствующей тарировки путем сравнения показаний этой трубки с показаниями эталонной. Размер трубки по потоку может быть доведен до 5–6 мм.

Автором была предложена скоростная трубка, крайне простая в изготовлении (рис. 7.2, *б*). Она состоит из двух цилиндрических трубок, присоединенных друг к другу по образующей (посредством пайки или иным способом). Задний по потоку цилиндр имеет диаметр, меньший чем у переднего ($d_2/d_1 \approx 0{,}4$). На расстоянии $3d$ от верха трубки в лобовой стенке передней трубки и в задней стенке второй трубки выполняются отверстия. Давление, измеряемое передним цилиндром равно полному напору, а давление, измеряемое задним цилиндром, пропорционально статическому давлению. С верхнего торца обе трубки заглушаются. Подсоединив каждую трубку к микроманометру, получим давление, пропорциональное скоростному напору. Тарировочный коэффициент трубки $k = \sqrt{\dfrac{H_{\text{д.ср}}}{H_{\text{д.тр}}}} = 0{,}71$ (для $d_2/d_1 = 0{,}4$).

Указанной трубкой можно измерять и статическое давление (путем тарировки), определяя показания только задней трубки. Проводить измерения данной трубкой при малых скоростях, соответствующих $\mathrm{Re} < 10^3$, и при больших ($\mathrm{Re} > 2 \cdot 10^5$) не рекомендуется, так как тарировочный коэффициент начинает зависеть от скорости (числа Re). В высокотурбилизированных потоках измерения также ненадежны.

7.2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ЗОНДЫ

При поперечном обтекании цилиндра безразмерное распределение давления в пределах угла $35° > \varphi > 0$, как показывают опыты, не зависит от числа Re, что связано с безотрывностью потока в этой области и устойчивостью его структуры. Указанный факт использован в конструкции цилиндрического зонда, измеряющего в трехканальном исполнении вектор скорости и статическое давление в двумерном потоке. Наиболее употребительными являются одноканальные и трехканальные зонды, которые обычно имеют диаметр $0{,}8 < d < 5$ мм. Диаметр бокового отверстия выбирается не менее 0,3 мм с целью устранения инерционности. Расстояние от заглушенного торца до измерительного отверстия должно быть не менее 3 калибров.

Измерение скорости и статического давления одноканальным цилиндрическим зондом производится следующим образом. От примерного направления скорости, определяемого по максимальному показанию прибора (угол φ_0 на лимбе), цилиндр поворачивают приблизительно

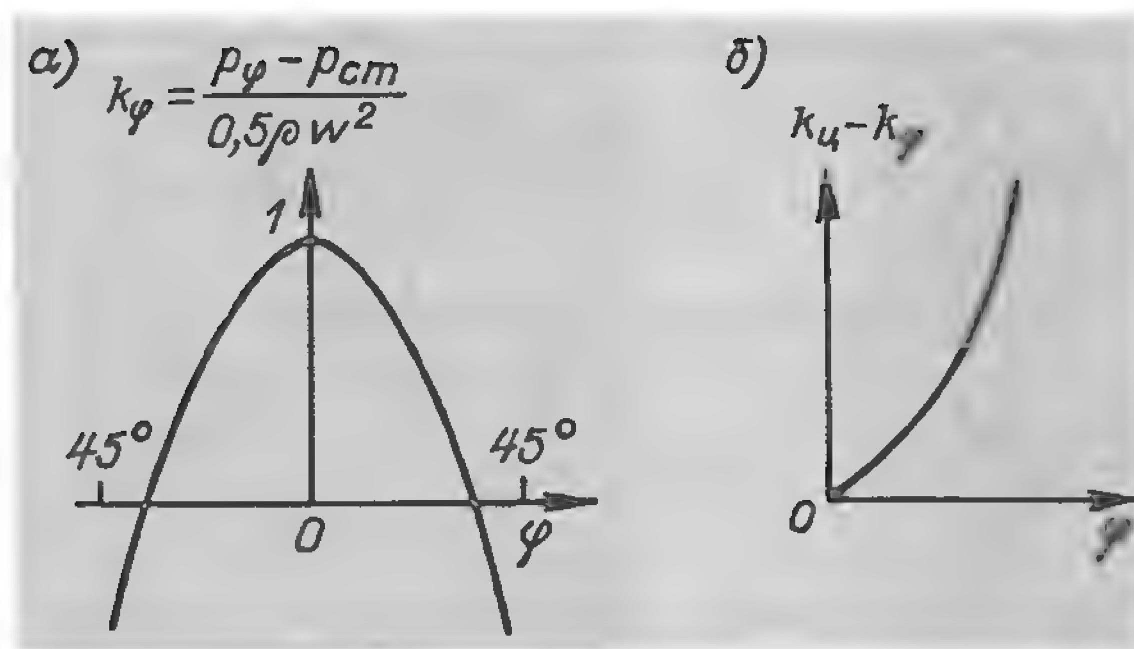


Рис. 7.3. Градуировка одноканального цилиндрического зонда

на 40° и по лимбу с делениями отсчитывают значение φ_1, а по показанию микроманометра – давление p_{φ_1}. Затем поворачивают прибор в противоположном направлении от положения φ_0 и находят такое значение φ, при котором $p_{\varphi_1} = p_{\varphi_2}$. Полусумма $(\varphi_1 + \varphi_2)/2 = \varphi_ц$ дает возможность установить ось отверстия зонда в направлении вектора скорости и замерить $p_ц$. Скорость w определяется формулой

$$w = \sqrt{\frac{2}{\rho}}\ \sqrt{\frac{p_ц - p_\varphi}{k_ц - k_\varphi}}, \tag{7.2}$$

а статическое давление $p_{ст} = p_ц - k_ц \cdot 0{,}5\rho w^2$, где $k_ц$ – поправочный коэффициент для центрального расположения отверстия, а k_φ – поправочный коэффициент для бокового расположения отверстия. Величины $k_ц$ и $k_ц - k_\varphi$ определяются в результате тарировочных опытов. Для измерений одноканальным зондом необходим один микроманометр или U-образный манометр.

Чаще всего лимб жестко связывается со стволом. В этом случае при градуировке определяется показание зонда φ_0, отвечающее совпа-

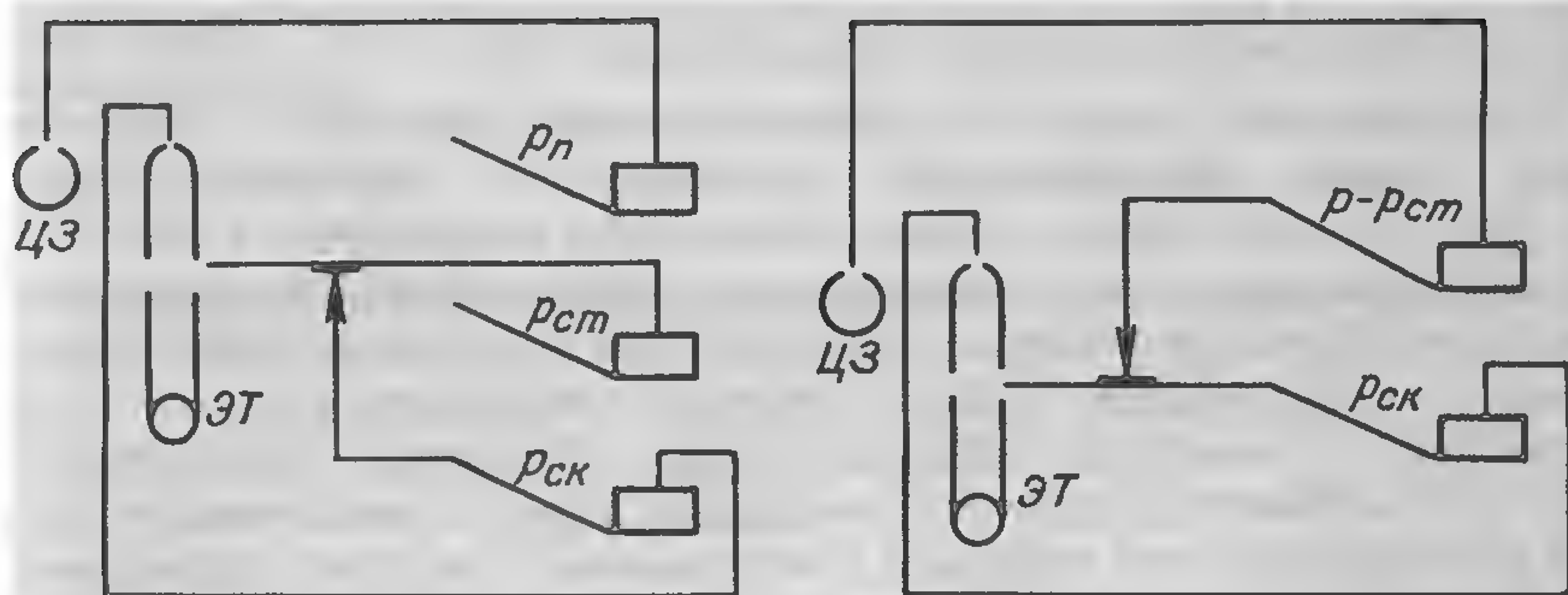


Рис. 7.4. Схемы подключения микроманометров при градуировке одноканального зонда
ЦЗ – цилиндрический зонд; *ЭТ* – эталонная трубка

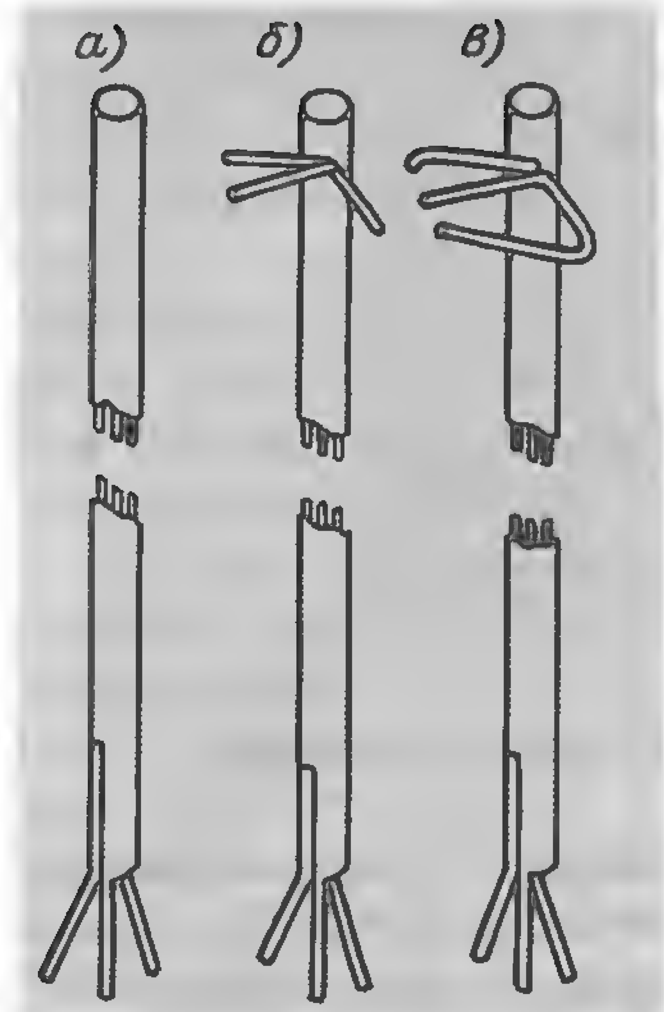


Рис. 7.5. Типы трехканальных зондов; *а* – цилиндрический; *б* – рожковый; *в* – хоботковый

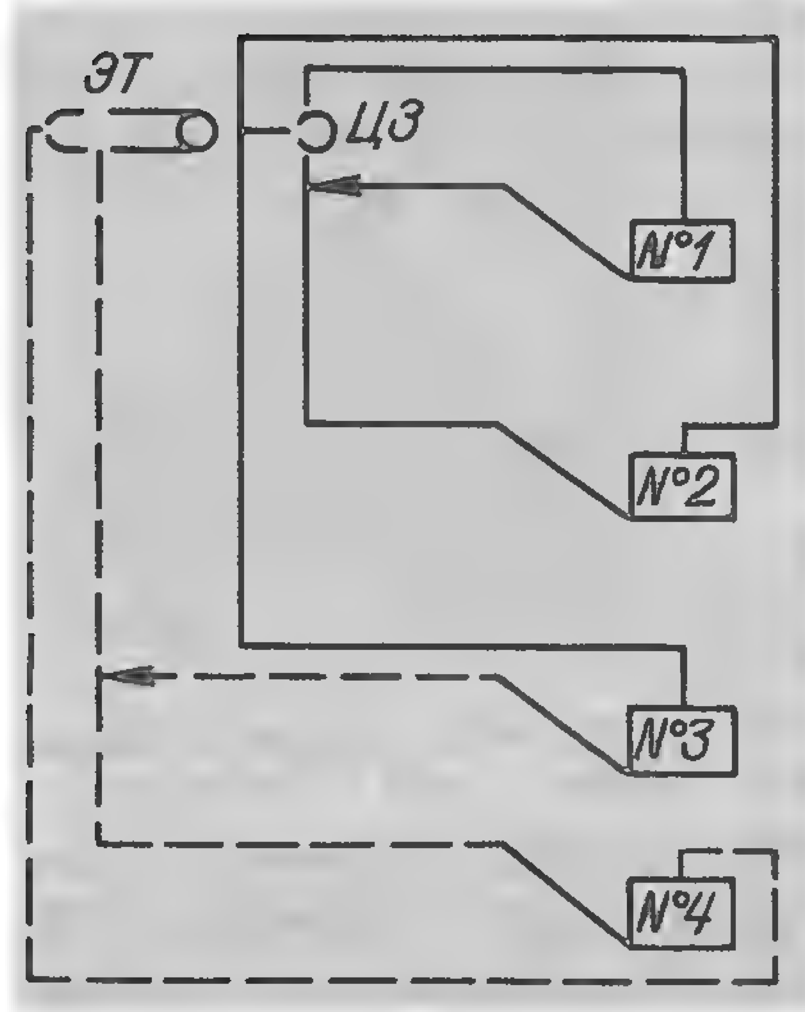


Рис. 7.6. Схема подключения микроманометров к трехкальному цилиндрическому зонду; при измерении (сплошные линии) и при градуировке (сплошные и штриховые соединительные линии)

дению оси отверстия с горизонтальной плоскостью (или с нормалью к горизонтальной плоскости). Градуировка зонда проводится в равномерном потоке и состоит в установлении промежуточной связи $p = f(\varphi)$. Первичным градуировочным графиком определяются $k(\varphi)$ и $k_ц$. После получения графика $k_\varphi = \dfrac{p_\varphi - p_{ст}}{0{,}5\rho w^2}$ его приводят к виду $k_ц - k_\varphi = f(\varphi)$ (рис. 7.3). Первичный график $k(\varphi)$ можно строить по трем раздельно получаемым величинам $p(\varphi)$, $p_{ст}$ и $p_{ск}$ или по двум величинам $p(\varphi) - p_{ст}$ и $p_{ск}$. В первом случае при градуировке используют три, а во втором – два микроманометра, как показано на рис. 7.4.

Трехканальные зонды для изучения вектора скорости в плоском потоке бывают цилиндрического, рожкового и хоботкового типа (рис. 7.5). В таких зондах отдельно измеряется центральное и боковые давления. Преимуществом цилиндрических зондов является надежность тарировки и большая точность измерений. При измерениях один микроманометр присоединяется к двум боковым отверстиям, а другой – к центральному и боковому отверстиям зонда. Вращением зонда вокруг своей оси добиваются нулевого показания первого микроманометра; тогда критическая точка совпадает с центральным отверстием и давление в нем будет

$$p_0 = p_1 + k_ц \frac{\rho w_1^2}{2}, \tag{7.3}$$

где $k_ц$ – тарировочный коэффициент центрального отверстия.

Давление в боковом отверстии

$$p_б = p_1 + k_б \frac{\rho w_1^2}{2}. \qquad (7.4)$$

При этом показание второго микроманометра $(A - a)$ связано с параметрами потока уравнением

$$(A - a) m \gamma = p_1 - k_ц \frac{\rho w_1^2}{2} - \left(p_1 + k_б \frac{\rho w_1^2}{2}\right), \qquad (7.5)$$

где m – масштаб микроманометра; γ – удельный вес спирта.

Тогда

$$w_1 = \sqrt{\frac{2(A - a) m \gamma}{(k_ц - k_б)\rho}}. \qquad (7.6)$$

Давление определяется при введении в схему третьего микроманометра, один из штуцеров которого присоединен к центральному отверстию. Тогда показанием этого микроманометра $(A_1 - a_1)$ будет разность между полным напором и атмосферным давлением, т. е.

$$p_1 + k_ц \frac{\rho w_1^2}{2} - p_а = (A_1 - a_1) m_1 \gamma$$

или

$$p_1 - p_а = (A_1 - a_1) m_1 \gamma - \frac{k_ц}{k_ц - k_б} (A - a) m \gamma. \qquad (7.7)$$

Обычно диаметр трехканального зонда равен 2–3 мм. Боковые отверстия по отношению к центральному располагаются строго симметрично под углом $\varphi_б = 40 \div 45°$. Градуировка трехканального зонда состоит в определении $k_ц = f(w)$ и $k_ц - k_б = f(w)$.

Измерительная схема при градуировке показана на рис. 7.6. Для вычисления $k_ц(w)$ используются показания микроманометров *1* (вспомогательный), *3* $(p_ц - p_{ст})$ и *4* $(0{,}5\rho w^2)$. Для вычисления $k_ц - k_б = f(w)$ имеем формулу

$$k_ц - k_б = \frac{p_ц - p_б}{0{,}5 \rho w^2}$$

и используем показания микроманометров *1, 2, 4* и значение $p_ц - p_б$.

7.3. ЗОНДЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТРЕХМЕРНОГО ПОТОКА

Простейшим прибором для измерения скорости и статического давления в трехмерном потоке служит шаровой зонд (рис. 7.7).

Полное давление в устье отверстия на поверхности шарового зонда за вычетом атмосферного давления равно

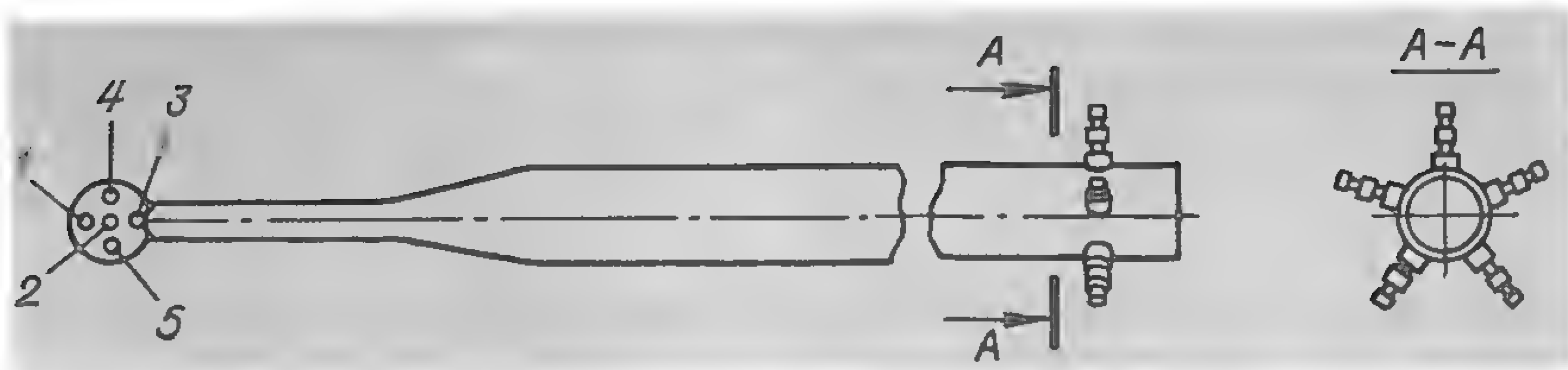


Рис. 7.7. Шаровой зонд
1–5 – отверстия в шарике зонда

$$\gamma h = p_{ст} - p_а + k\frac{\rho w^2}{2}. \tag{7.8}$$

Для отверстий *1, 3* (рис. 7.7) имеем

$$\gamma h_1 = p_{ст} - p_а + k_2\frac{\rho w^2}{2}; \tag{7.9}$$

$$\gamma h_3 = p_{ст} - p_c + k_4\frac{\rho w^2}{2}. \tag{7.10}$$

Здесь γ – удельный вес жидкости в манометре; h – высота столба жидкости в манометре; k – тарировочный коэффициент; ρ – плотность; w – скорость потока.

Для отверстий *1* и *2* имеем

$$\frac{\rho w^2}{2} = \gamma\frac{h_1 - h_4}{k_2 - k_4} \quad \text{или} \quad w = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho}}\sqrt{\frac{h_2 - h_4}{k_2 - k_4}}. \tag{7.11}$$

При измерении скорости должно быть выполнено условие

$$\frac{h_3 - h_1}{k_3 - k_1} = \frac{h_2 - h_4}{k_2 - k_4}. \tag{7.12}$$

Различие может быть вызвано погрешностями измерения. При небольшой разности скорость вычисляется по средней величине

$$\frac{1}{2}\left(\frac{h_3 - h_1}{k_3 - k_1} + \frac{h_2 - h_4}{k_2 - k_4}\right). \tag{7.13}$$

Для статического давления имеем

$$p_{ст} - p_а = \gamma\left(h_2 - k_2\frac{h_2 - h_4}{k_2 - k_4}\right). \tag{7.14}$$

Если показания дифманометров h переведены в мм вод. ст. и под p также понимается давление в мм вод. ст., то

$$\rho\frac{w^2}{2} = \frac{h_i - h_п}{k_i - k_п};$$

$$w = \sqrt{\frac{2}{\rho}}\sqrt{\frac{h_i - h_п}{k_i - k_п}}; \tag{7.15}$$

$$p_{ст} - p_з = h_i - k_i\frac{h_i - h_п}{k_i - k_п}.$$

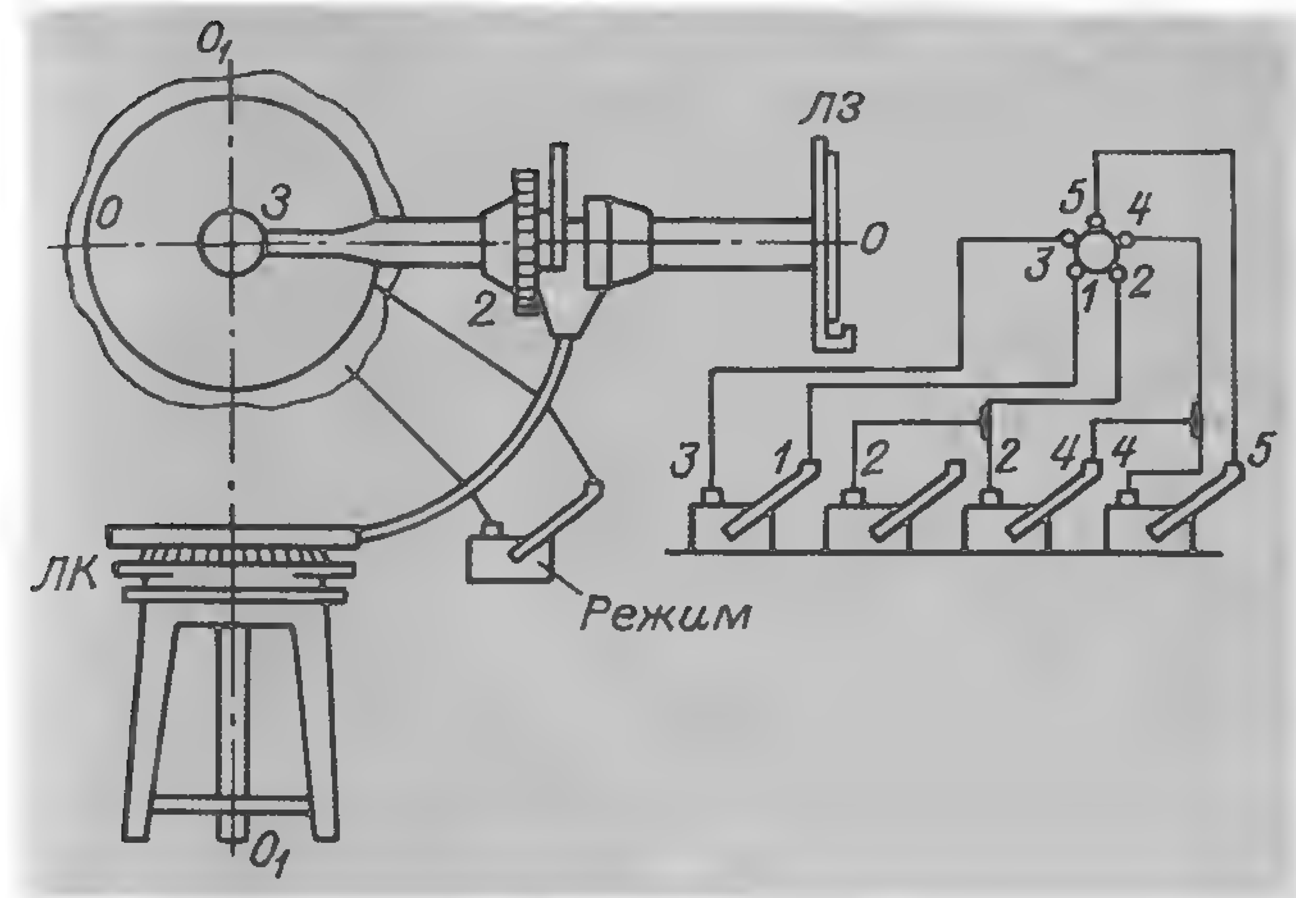


Рис. 7.8. Схема градуировки шарового зонда
ЛЗ – лимб зонда; *ЛК* – лимб координатника

Измеренный шаровым зондом вектор скорости может быть разложен на три составляющие. Одну ось обычно совмещают со стволом зонда, а две другие i и j располагают в плоскости, нормальной к стволу зонда, проходящему через центр измерительного шарика. При градуировке и измерениях вращением зонда на угол φ вокруг оси ствола *О–О* добиваются равенства давления потока на отверстия *4* и *5* (рис. 7.8). При этом вектор скорости оказывается в плоскости, проходящей через отверстия *1, 2, 3* и ось ствола. Угол между вектором скорости w и его проекцией на плоскость, нормальную оси ствола, т. е. угол между w и отрезком длиной $\sqrt{w_i^2 + w_j^2}$, обозначается δ. Угол φ как при градуировке, так и при измерениях отсчитывается по лимбу, связанному со стволом зонда. Угол δ при градуировке устанавливается с помощью лимба координатника (рис. 7.8), а при измерениях определяется посредством полученного в процессе градуировки коэффициента $k_б$. Величина $k_б$ вычисляется как отношение разностей коэффициентов давлений двух пар отверстий на поверхности шарика;

$$k_б = \frac{k_3 - k_1}{k_2 - k_4} = \frac{h_3 - h_1}{h_2 - h_4}\ . \tag{7.16}$$

Практически можно получить две указанные разности и величину k_2 для вычисления статического давления по формуле (7.14).

Градуировка шарового зонда обычно производится эталонной трубкой Прандтля, которую устанавливают в одну и ту же точку стабилизированного потока. При помощи трубки Прандтля определяют $h_{ст}$ и $h_{ск}$.Подставив эти значения в уравнение (7.16), получим

$$\gamma h_i = \gamma h_{ст} + \gamma k_i h_{ск}, \tag{7.17}$$

откуда

$$k_i = \frac{h_i - h_{ст}}{h_{ск}}\ , \quad \text{т. е.} \quad k_2 = \frac{h_2 - h_{ст}}{h_{ск}}\ ,$$

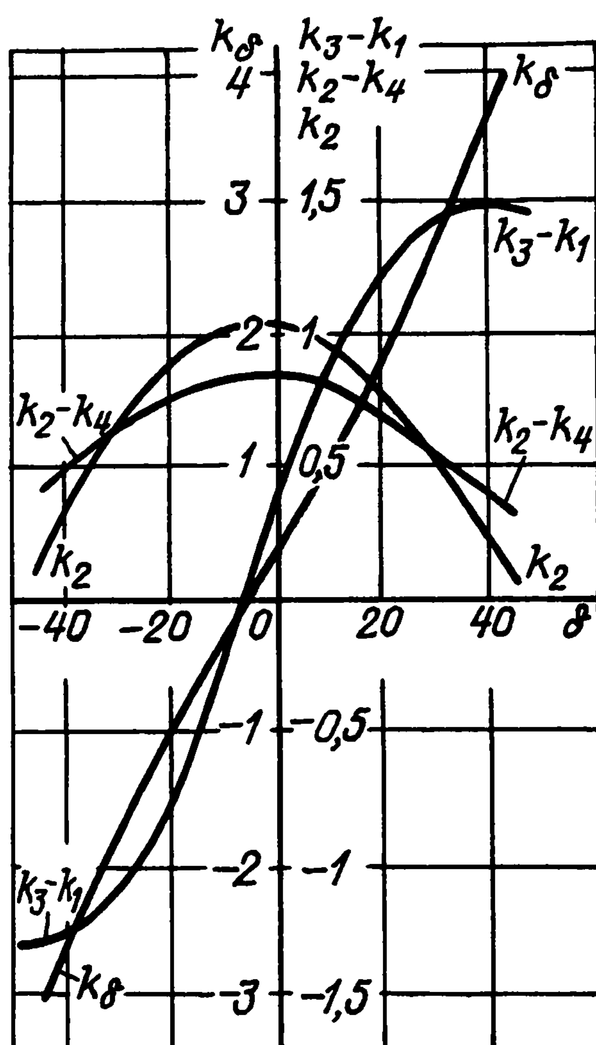


Рис. 7.9. Примерный график градуировки шарового зонда

$$k_3 - k_2 = \frac{h_3 - h_1}{h_{\text{ск}}}\ ,\quad k_2 - k_4 = \frac{h_2 - h_4}{h_{\text{ск}}}\ .$$

Для градуировки используется поток с равномерным полем скоростей как в канале, так и в струе. На рис. 7.9 показан примерный график градуировки шарового зонда. При такой градуировке вертикальная ось шарика совпадала с осью лимба координатника. Лимб зонда имеет деления ценой 1°. Положение нуля на лимбе располагается произвольно, а при градуировке с помощью стрелки, свободно вращающейся вокруг оси зонда и устанавливаемой в вертикальное положение, по прикрепленному к ней уровню определяется угол φ_0 на лимбе, при котором плоскость отверстий *1, 2* и *3* совпадает с горизонтальной или вертикальной плоскостью. Угол φ', считанный с лимба, необходимо поправить путем учета φ_0 и направления потока при градуировке. Один и тот же зонд может градуироваться в горизонтальном потоке, направленном слева направо, в горизонтальном потоке, направленном справа налево, в вертикальном потоке, направленном снизу вверх, и в вертикальном потоке, направленном сверху вниз [46].

Компоненты скорости при измерении шаровым зондом определяются по формулам

$$w_l = w\cos\delta\cos\varphi\ ;$$

$$w_j = w\cos\delta\sin\varphi\ ;$$

$$w_k = w\sin\delta . \qquad (7.18)$$

Практически не все замеры шаровым зондом удается обработать. Это вызывается ограниченностью изменения угла δ при градуировке ($\pm 45°$), тогда как при измерениях δ может меняться в более широких

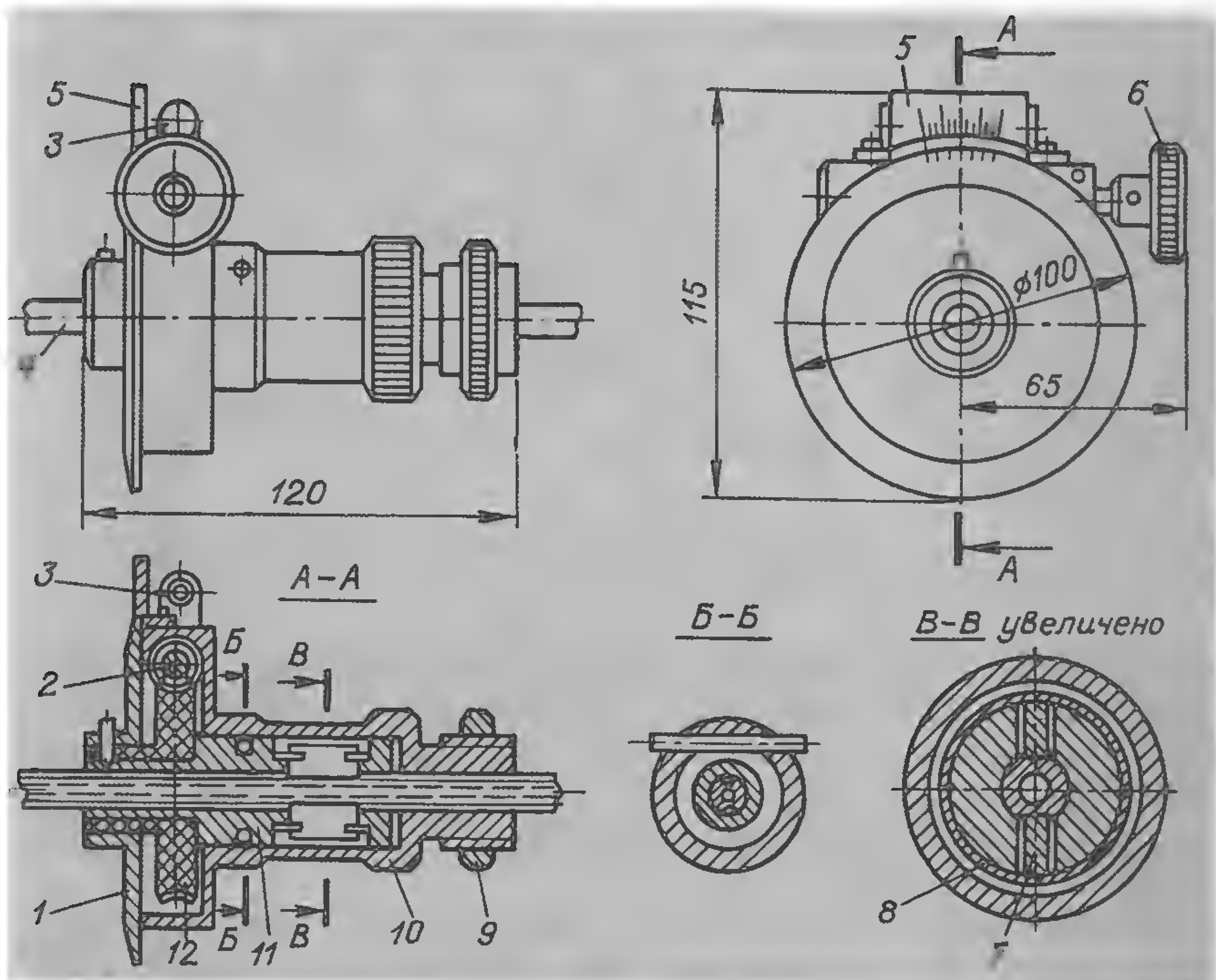


Рис. 7.10. Пример конструкции съемного лимба

1 – лимб; *2* – червяк; *3* – измеритель уровня; *4* – ствол зонда; *5* – нониус; *6* – рукоятка; *7* – шпонка; *8* – пружина; *9* – контргайка; *10* – корпус; *11* – втулка; *12* – червячное колесо

пределах. Чтобы сократить число необработанных точек, измерения в одном и том же сечении производят с разных направлений. Знак угла δ зависит от того, направлен ли поток со стороны третьего отверстия или наоборот. В первом случае принято считать δ положительным, а при задувании со стороны первого отверстия – отрицательным. В каждом случае моделирования необходимо предварительно решить вопрос о системе координат и знаках компонентов.

После установки и фиксации координатника центр шарика зонда совмещается с точкой, в которой необходимо произвести измерение (перемещение зонда в координатнике). Для этого служит миллиметровая шкала, нанесенная на обе стороны ствола зонда. Пример конструкции съемного лимба показан на рис. 7.10. В корпусе *10* размещена втулка *11*, с которой жестко соединен собственно лимб *1* и червячное колесо *12*. Вращение ствола зонда *4* по втулке *11* (т. е. относительно лимба *1*) исключается шпонкой *7* (на рисунке показаны две шпонки, прижимаемые к канавкам ствола зонда пружиной *8*). Совмещение вектора скорости с плоскостью отверстий *1*, *2* и *3* (см. рис. 7.8) на шарике производится червяком *2* с помощью рукоятки *6*. Затем по лимбу *1* и нониусу *5* отсчи-

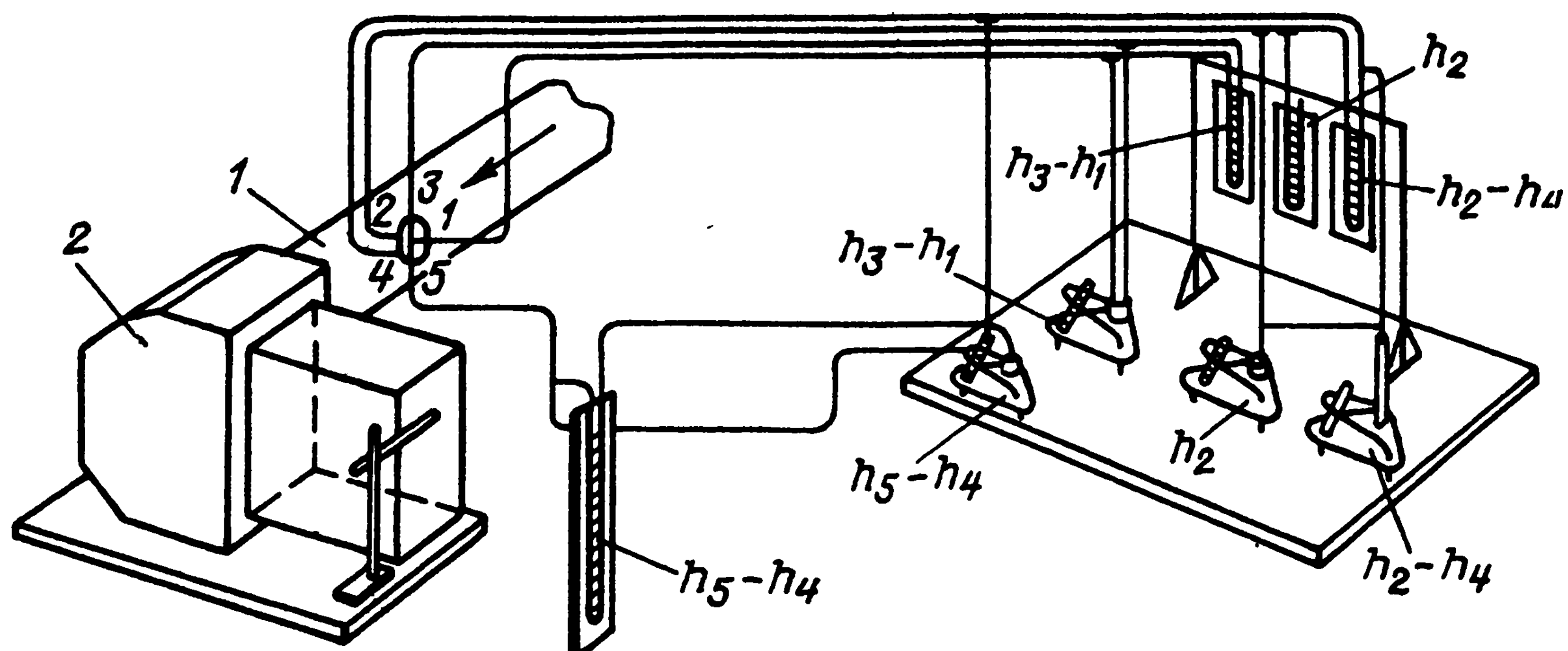


Рис. 7.11. Пример соединения шарового зонда с указывающими приборами
1 – шаровой зонд; *2* – модель патрубка

тывается угол φ' при нулевом показании микроманометра, присоединенного к отверстиям шарика *4* и *5*. С других микроманометров (или U-образных манометров), присоединенных к соответствующим отверстиям зонда, считываются показания $h_2 - h_4$, $h_3 - h_1$ и h_2. Затем, пользуясь формулами и градуировочными кривыми, последовательно определяют w_i, w_j и w_k.

Конкретный пример соединения отводов шарового зонда с приборами показан на рис. 7.11. Полезно проводить дублирование показаний микроманометров U-образными трубками для предотвращения выбивания спирта из микроманометров при больших перепадах давления. Поэтому в начале измерения целесообразно пережать подводящие трубки микроманометров и произвести оценку необходимых перепадов давления на U-образных манометрах. Размер шарика зонда определяется, с одной стороны, локализацией области измерения, а с другой – инерционностью показаний. В настоящее время принято $5 < d_ш < 10$. Внутренний диаметр тонких трубочек составляет $0{,}08 d_ш$. На рис. 7.12 показан вариант конструкции шарового зонда с изогнутой шейкой.

Измерение скорости трехмерных течений с помощью шаровых зондов имеет ряд недостатков: трудности изготовления шаровой головки зонда малых размеров (обычно $d = 5$ мм), сложность тарировки, засорение каналов и т.д. Диаметр измерителя можно уменьшить до 0,5 мм, если использовать для измерения абсолютных значений скорости полупроводниковые микротермисторы. Недостаток такого измерителя – невозможность определения направления скорости. Микротермисторный датчик состоит из чувствительного элемента шаровой формы, изготовленного из оксидов меди, кобальта и марганца, и впаянных в него платиновых токоподводов. Измерение обычно проводится в режиме постоянного напряжения. Микротермисторы типа МТБ-60 при нуле градусов имеют сопротивление 137 000 Ом, а при 20 °С – 6016 Ом. Микротермистор типа МТ-54М имеет соответственно 5277 и 2395 Ом. Принцип измерения микротермистором состоит в том, что изменение скорости воздушного потока приводит к изменению коэффициента теплоотдачи от датчика

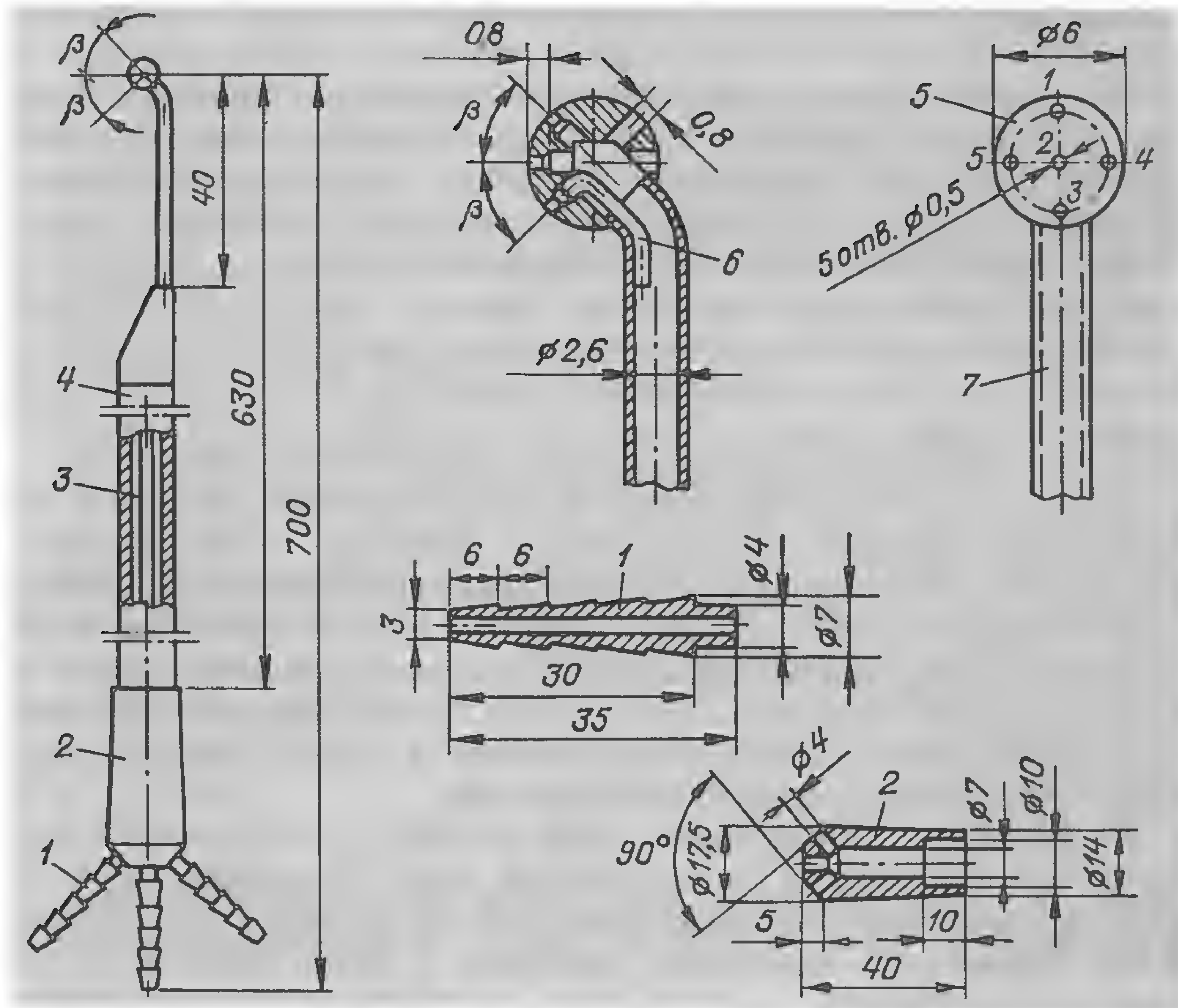


Рис. 7.12. Конструкция шарового зонда с изогнутой шейкой

1 – штуцер (5 шт.); *2* – наконечник; *3* – толстые соединительные трубки (1,8–2 мм, 4–5 шт.); *4* – ствол зонда (10 X 2,25 мм); *5* – измерительная сфера (d = = 6 мм); *6* – тонкие соединительные трубки (0,8 X 0,2 мм, 5 шт.); *7* – шейка зонда (d = 3 мм)

к потоку и, следовательно, к изменению температуры и сопротивления датчика, что нарушает баланс моста. Вновь отбалансированный мост дает сопротивление, по которому, используя тарировочную кривую, определяют скорость течения.

Изложенный метод измерения скорости имеет как достоинства, так недостатки. К достоинствам, несомненно, следует отнести его простоту, надежность и высокую точность. Чувствительный элемент датчика создает в потоке незначительные возмущения, что позволяет проводить измерения в малых объемах. Вместе с тем этот метод не позволяет определить пульсации и направление скорости и является промежуточным между анемометрическими и пневмометрическими методами измерения скорости.

7.4. ИЗМЕРЕНИЕ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Статическое давление в потоке и на стенке обычно совпадает в прямолинейных каналах, а также в криволинейных при отсутствии отрывов и сильных возмущений. Градиенты давления, возникающие при поворотах, вихреобразовании и отрывах потока, определяют несоответствие среднего давления в потоке давлению на стенке, определяемому дренажами. Дренирование поверхности является широко применяемым приемом определения статического давления. Отверстия сверлятся строго перпендикулярно поверхности, диаметр их должен быть не больше, чем половина толщины стенки, и находиться в пределах 0,3–1,5 мм. Края отверстий должны быть тщательно очищенными от заусениц и не иметь выступов и впадин. Для деревянных моделей отверстия сверлятся в металлических пластинах, устанавливаемых заподлицо с поверхностью. Давление в потоке определяется шаровым и цилиндрическим зондами, трубкой Прандтля или статической трубкой, а также трубкой Нифера, причем первые два измерителя, а также трубка Нифера менее зависят от неопределенности направления потока, чем трубка Прандтля или статическая трубка. Статическая трубка отличается от трубки Прандтля отсутствием канала для измерения полного давления.

Трубка Нифера представляет собой цилиндр с закрытым плоским торцом и с несколькими узкими щелями вдоль образующих. Полость забита мелкими металлическими шариками или мелкой сеткой, Обычно трубка Нифера дает завышенные давления, и пользоваться ею можно только после тарировки.

7.5. ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА

В практике исследований теплообменников расход измеряется диафрагмами или трубками Прандтля (с учетом коэффициента скорости поля). Измерение диафрагмой является частным случаем измерения расхода по перепаду давления на местном сопротивлении. Нормирование диафрагмы позволяет при условии строгого выполнения требований к ее изготовлению рассчитать расход без соответствующей тарировки. Однако установка нормированной диафрагмы требует разрыва трубопровода, дополнительных фланцев, а также приводит к заметной потере давления. В качестве измерительного местного сопротивления можно использовать колено или просто протяженный прямой участок трубопровода. В этих случаях до и после измерительного участка или колена на станке трубопровода устанавливаются дренажные отверстия и штуцера для измерения перепада давления, и тарировочными опытами определяется зависимость

$$\frac{\Delta p}{\rho w^2/2} = f(\mathrm{Re}). \tag{7.19}$$

При проведении опытов согласно уравнению (7.19) можно будет по замеренному перепаду определять расход. Для уменьшения потерь

давления от круглой диафрагмы можно изготовить ее в виде сегмента и перепад давления определять у его основания. При этом следует изготовлять дренажные отверстия не в отрывных областях, иначе измерение перепада давления будет неточным. При градуировке дроссельных устройств целесообразно пользоваться обобщенной связью между давлением и скоростью, иначе градуировочная кривая $\Delta p = f(Q)$ будет справедлива только для данных условий тарировочных опытов. Обобщенной связью является уравнение

$$\mathrm{Eu}\,\mathrm{Re}^2 = f(\mathrm{Re}) \quad \text{или} \quad \Delta p \frac{D^2}{\rho \nu^2} = f\left(w \frac{D}{\nu}\right). \tag{7.20}$$

Применяя это уравнение, можно использовать данные конкретной тарировки для пересчета на другие температуры и жидкости. Часто расход определяется по показанию трубки Прандтля, установленной в центре трубопровода с тарированным сечением, т. е. для данного сечения определен коэффициент поля и средняя скорость определяется из уравнения $\bar{w} = w_{\max} k$, где k – коэффициент поля. При этом средняя скорость определяется из уравнения

$$\bar{w} = \frac{1}{F} \int_F w dF.$$

Если установка подсоединена к всасывающей линии, то средняя скорость определяется по перепаду давления на плавно обтекаемом входном коллекторе Δp. Тогда $\bar{w} = \sqrt{\Delta p \cdot 2/\rho}$.

В последнее время разработано несколько новых методов измерения расхода (вихревой, электромагнитный, ультразвуковой, оптический и т. д. [41]). Из них наибольший практический интерес представляют вихревые, ультразвуковые и электромагнитные методы. Ультразвуковой метод основан на явлении смещения звукового колебания движущейся средой. Когда колебания распространяются по направлению потока, то они быстрее достигают контрольного сечения, а когда они распространяются против направления потока – то медленнее. Измеряя длительность этих сигналов (а еще лучше – их разности), можно после простых пересчетов определить скорость среды. Достоинствами ультразвуковых расходомеров является возможность измерения расхода любых жидкостей при диаметрах трубопроводов от 10–20 мм и выше и скоростях 0,02 м/с и выше, принципиальная возможность измерения расхода газа, бесконтактность приемных устройств и практическое отсутствие потерь давления. К недостаткам таких расходомеров следует отнести сложность измерительной схемы и зависимость показаний от плотности среды. В большом количестве отечественная промышленность таких приборов не выпускает (выпускается малая серия для химической промышленности). Вихревые расходомеры основаны на измерении частоты колебаний, возникающих в потоке вследствие отрывного обтекания тел. Если в качестве такого тела применить цилиндр, то его диаметр d определяется из соотношения $d/D = 0{,}15 \div 0{,}25$, где D – диаметр трубопровода. Для

измерения колебаний используют либо преобразователи давления (обычно пьезоэлектрического типа), либо термопреобразователи (обычно термоанемометрического типа). Достоинством вихревых расходомеров является высокая точность, отсутствие вращающихся деталей и линейность характеристик. Недостатком является влияние на результаты акустических и вибрационных полей, от которых необходимо избавляться или которые необходимо учитывать. Перед вихревым расходомером должен быть прямой участок $l = 10D$. Несмотря на простоту конструкции, число внедренных таких приборов пока еще весьма ограниченно. При этом центральной проблемой является надежная идентификация вихрей в сложных производственных условиях. Последние достижения по новым расходомерам изложены в [92].

В трубопроводах и газоходах энергетических установок поля скоростей обычно неравномерны. Для получения осредненного по сечению значения скорости одним замером обычно применяют интегрирующую трубку – устанавливаемую поперек сечения потока цилиндрическую трубку (рис. 7.13). По образующей трубки симметрично относительно ее середины просверлены отверстия, совпадающие с центрами равновеликих кольцевых площадок, на которые разбито поперечное сечение газопровода. Число площадок выбирается в зависимости от диаметра газопровода. В каждой площадке располагаются два отверстия интегрирующей трубки. Отбор усредненного полного давления производится с торца трубки, а статическое давление замеряется обычно с помощью дренажных отверстий на стенке трубопровода. Степень и достоверность усреднения полного давления в трубке при неравномерном поле скоростей в общем остается неясной, и кроме того, при наличии поля статического давления в потоке давление, измеряемое по дренажным отверстиям на стенке, не соответствует среднему статическому давлению. Все это определяет погрешность интегрирующих трубок. Очевидно, что эти погрешности можно определить только экспериментально. Такие исследования были проведены в НПО ЦКТИ Ю. С. Калининым. Им были исследованы интегрирующие цилиндрические трубки наружным диаметром 8 мм, внутренним 4 мм и диаметром отверстий 2 мм с конусообразной раззенковкой этих отверстий до диаметра 4 мм. Измерение статического давления проводилось посредством дренажных отверстий на стенке. Исследовали также вариант трубки со щелью (кривая *4* на рис. 7.14) вместо системы отверстий на образующей. Расстояние между отверстиями в первом варианте трубки было $4{,}75d_н$, во втором $2{,}64d_н$ и третьем $1{,}58d_н$ (кривые *1, 2* и *3* соответственно).

На рис. 7.15 показана зависимость показаний интегрирующих трубок от угла атаки. Как видно из графиков, при $\varphi \leqslant 5°$ трубка нечувствительности углу атаки. Трубка со щелью сильнее зависит от угла атаки. Основными источниками скоростной неравномерности в промышленных трубопроводах являются различные местные сопротивления, и в частности повороты (коленья). Исследование показало, что распределение среднего статического давления в потоке и на стенке за поворотом трубы на 90° с острой кромкой совпадает только при $l/d \geqslant 4$. Соответственно только при $l/d \geqslant 4$ можно применять в этих условиях интегрирующую трубку обычного типа. В рассмотренной интегрирующей трубке усредненный полный напор измеряется в самой трубке, а статическое давление – по дренажным отверстиям на стенке трубопровода, что имеет ряд недостатков. Во-первых, измеряемый динами-

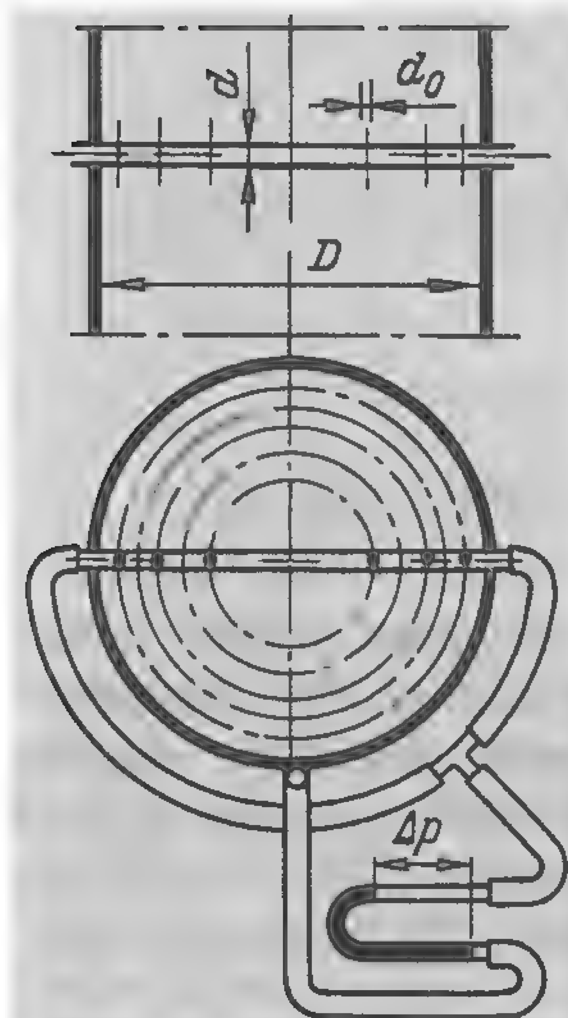


Рис. 7.13. Схема интегрирующей трубки
D – диаметр трубопровода; d – диаметр трубки; d_0 – диаметр отверстия

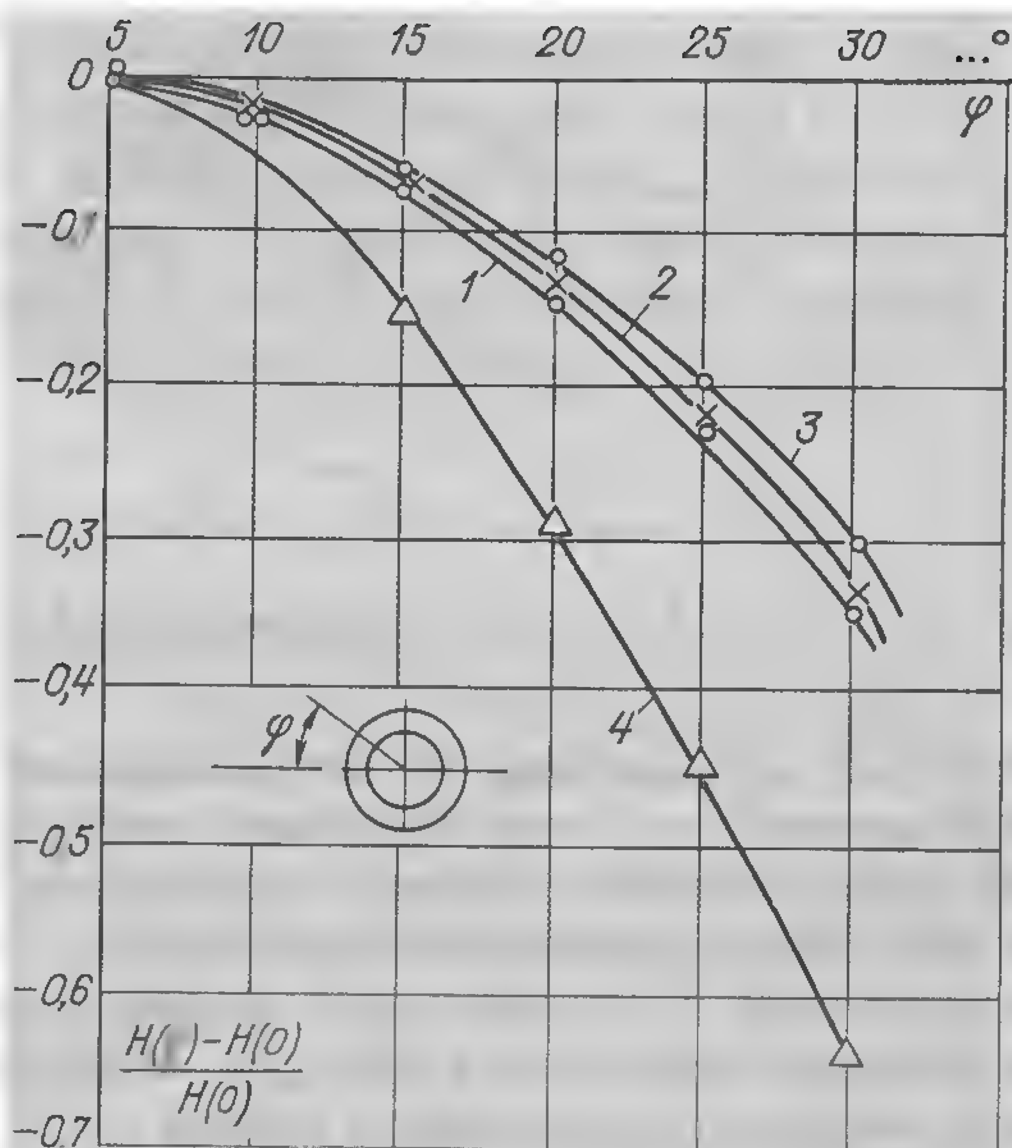


Рис. 7.14. Зависимость показаний интегрирующей трубки от угла атаки

ческий напор обычно весьма мал, что требует приборов высокого класса точности, а при малых скоростях измерение его вообще невозможно. Во-вторых, измерение статического давления на стенках промышленного трубопровода ставит жесткие требования к изготовлению отверстий и их чистоте, что не всегда можно обеспечить на практике. Поэтому необходимо совершенствование таких трубок.

Автором предложена двойная интегрирующая трубка, причем задняя трубка изготовляется меньшего диаметра по сравнению с передней. В этом случае задняя трубка как бы заполняет эллипсоидную вихревую область и улучшает условия обтекания всей трубки, как это видно из рис. 7.15. Кроме того, трубка меньшего диаметра стабилизирует вихревую систему, что также стабилизирует условия обтекания по числу Re. В рассматриваемой интегрирующей трубке полное давление измеряется посредством дренажей, выполненных в лобовой части передней трубки, а статическое давление – посредством дренажей, выполненных в кормовой части задней трубки (по образующей, проходящей через задние критические точки). Указанное давление отличается от статического давления в потоке, и поэтому путем тарировки вводится поправочный коэффициент. Таким образом, измерение статического давления происходит не с помощью дренажей на стенке, а в самом потоке путем усреднения неравномерного поля статического давления. Обычная интегрирующая трубка может применяться только в условиях равномерного поля статического

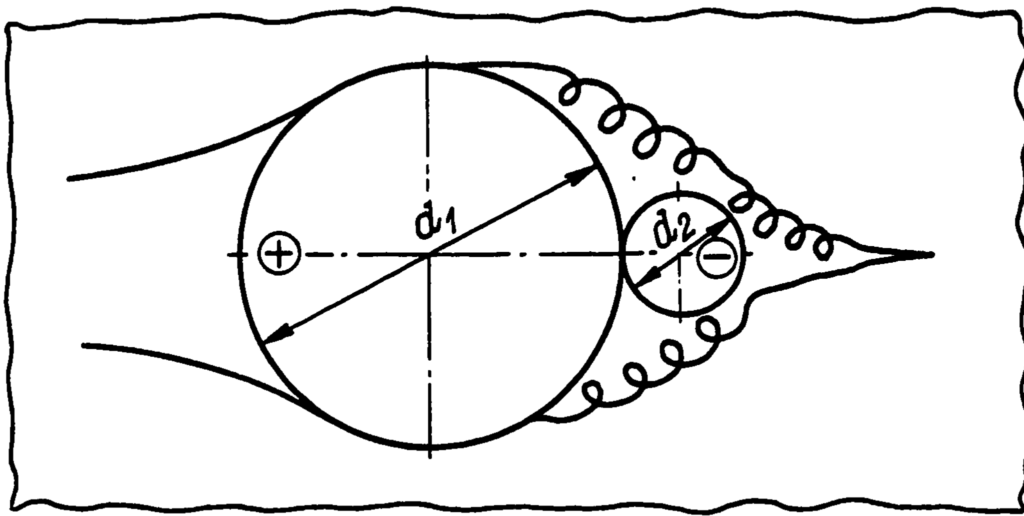


Рис. 7.15. Схема обтекания двойной интегрирующей трубки

давления. Оптимальное соотношение диаметров передней и задней трубок выбирается из условия получения минимальной погрешности измерения. Экспериментальная проверка проводилась для трех вариантов трубок с отношением диаметров d_2/d_1 = 0,4; 0,6; 0,8. Коэффициент трубки определялся в трубопроводе прямоугольного сечения 190 X 190 мм в равномерном потоке ($\bar{w}/w_{max}$ = 0,973). На рис. 7.16 показаны опытные значения коэффициентов трубки

$$k = \sqrt{H_{д.ср}/H_{д.тр}}. \tag{7.21}$$

На рис. 7.17 указана также максимальная относительная погрешность для каждого варианта $\delta k = \Delta k_{max}/k$. Как следует из графиков, с уменьшением d_2/d_1 максимальная погрешность уменьшается, так же как и само k, что тоже является положительным обстоятельством, поскольку увеличивается измеренный перепад. Для d_2/d_1 = 0,4; 0,6; 0,8 соответственно имеем δk = 1,4%; 2,74%; 4%.

Для лучшего из исследованных вариантов (d_2/d_1 = 0,4)

$$k = 0{,}71 \pm 1\%. \tag{7.22}$$

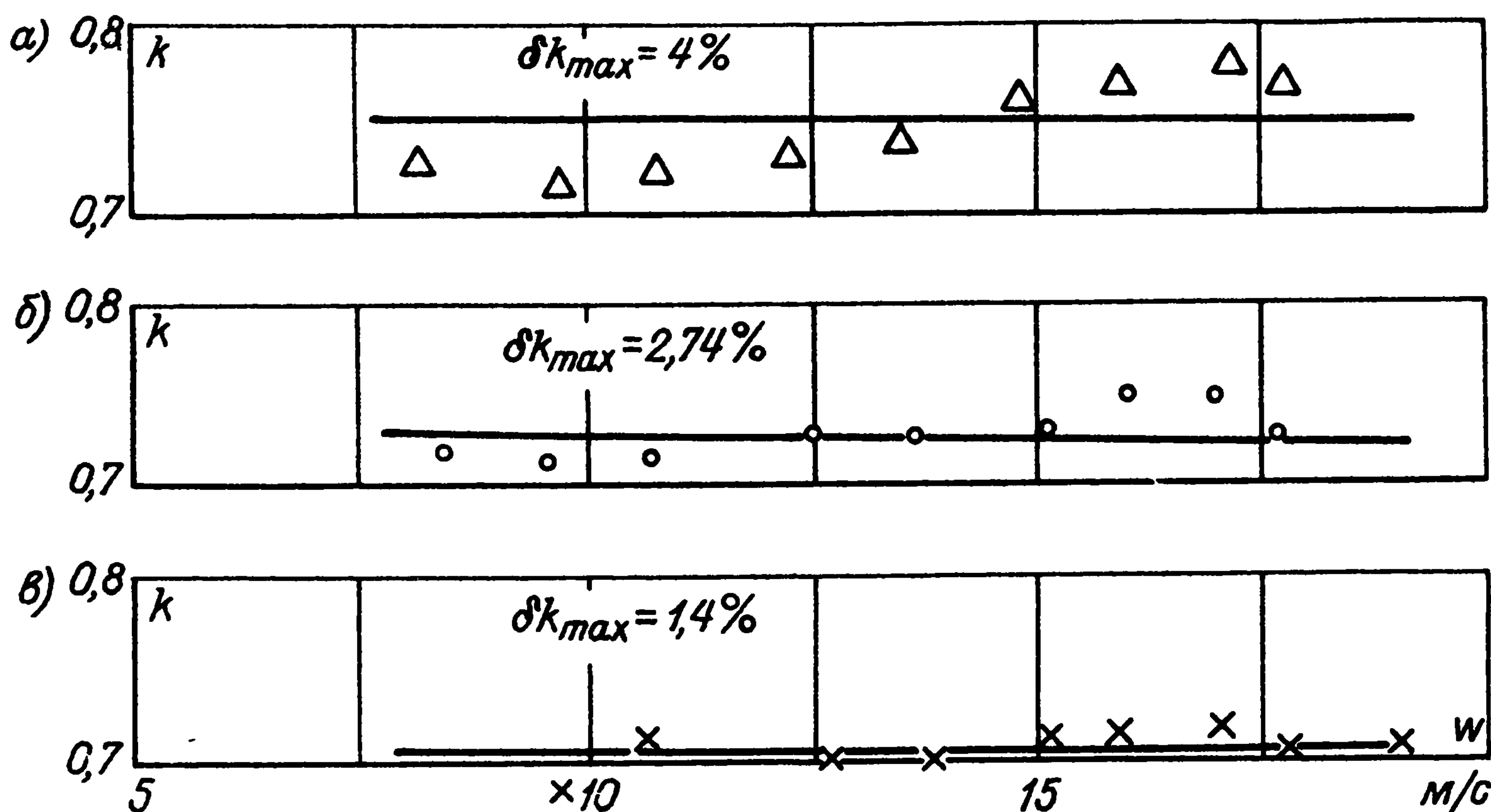


Рис. 7.16. Коэффициенты трубки k для различных соотношений между диаметрами: $а - d_2/d_1 = 0{,}8$; $б - d_2/d_1 = 0{,}6$; $в - d_2/d_1 = 0{,}4$

Таким образом, рассмотренная двойная интегрирующая трубка обладает следующими преимуществами: 1) меньшей абсолютной погрешностью; 2) большим перепадом давления (в 2 раза); 3) представляет собой единое целое, может извлекаться из газохода во время эксплуатации, продуваться и осматриваться; 4) может применяться в условиях неравномерного поля статического давления в потоке.

7.7. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР

В работах по исследованию и совершенствованию энергетических теплообменников измеряется температура теплообменной поверхности и температура потока. Как правило, в реальных условиях поля температур как стенки, так и потока фиксируются со значительными неравномерностями, что требует большого количества точечных измерений. В практике моделирования теплообменников для измерения температуры применяются в основном термопары.

В некоторых случаях исследуемые теплообменные трубки служат термометрами сопротивления. Конструкции термопар и особенности их градуировки подробно освещены в специальной литературе и здесь не рассматриваются; отметим лишь некоторые особенности применительно к задачам моделирования. При измерении средней температуры

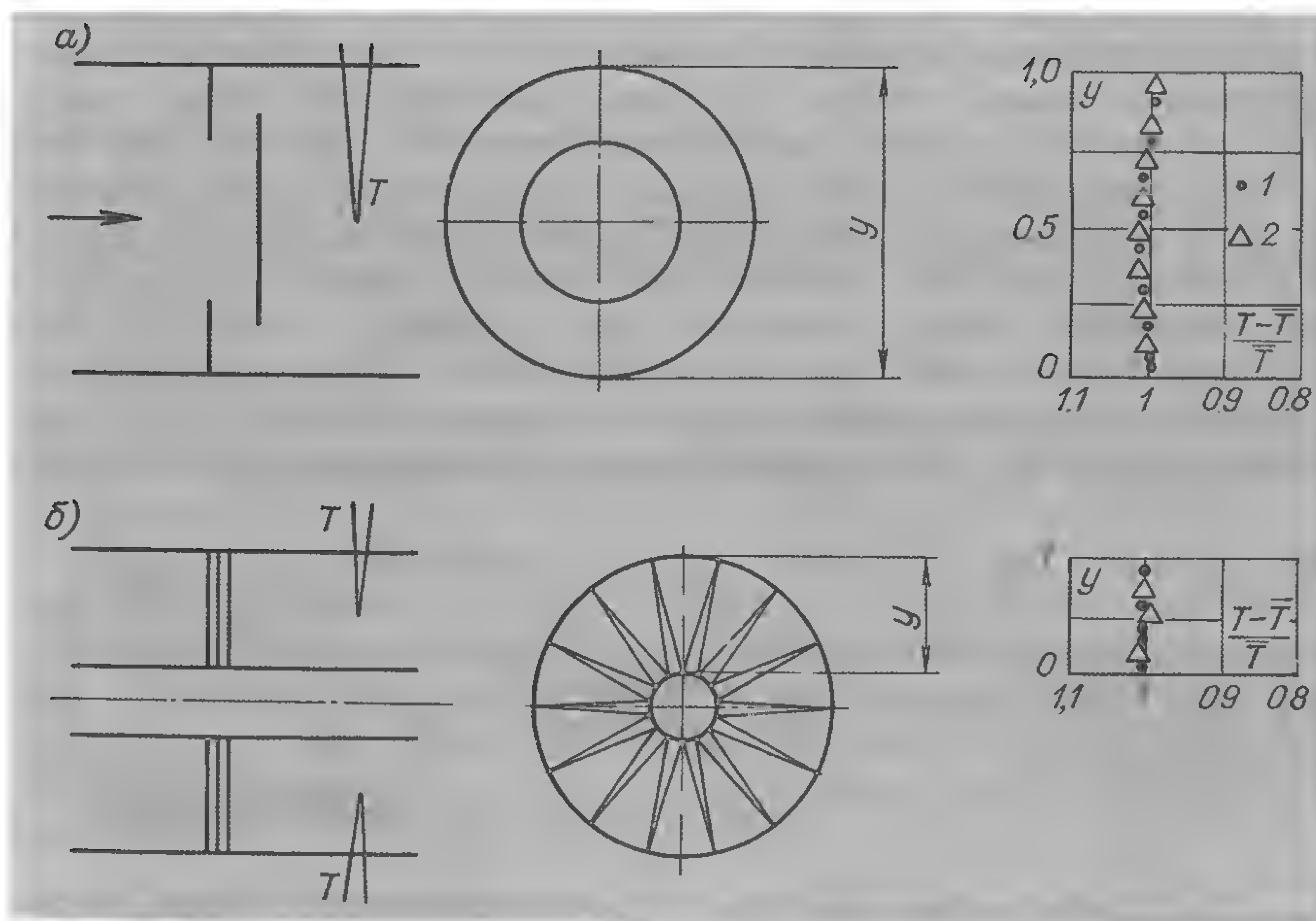


Рис. 7.17. Схемы смесителей: *а* – диафрагменный смеситель; *б* – смеситель с закруткой потока
1 – $Re = 5 \cdot 10^3$; *2* – $Re = 10^4$; *T* – термопара

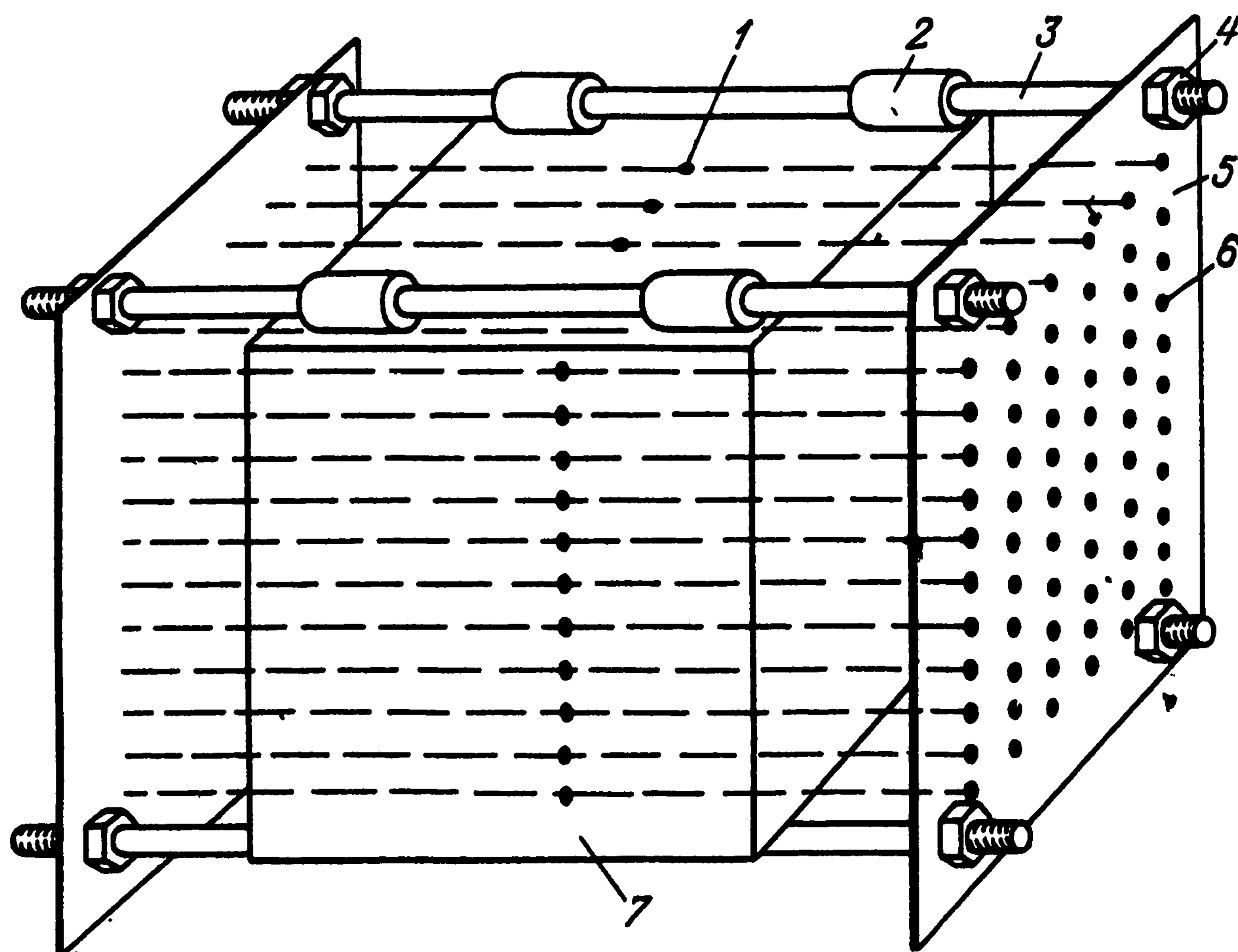


Рис. 7.18. Устройство для измерения поля температур в газоходе
1 – термопары; *2* – направляющие; *3* – штанги; *4* – гайки; *5* – короб; *6* – выход термопар; *7* – газоход

потока на выходе из исследуемой трубки наблюдается поле температур; коэффициент поля $k = T_{max}/T$ меняется с изменением числа Re. Вводить в расчет переменную величину k сложно. Поэтому для получения средней температуры одним замером применяют различные смесители, основанные на установке в потоке местных сопротивлений. Примеры таких смесителей с соответствующими полями температуры после них показаны на рис. 7.17. Следует отметить, что при измерении температуры потока ртутным термометром, установленным поперек канала в гильзе или без нее, термометр также в известной мере усредняет температуру. При больших сечениях канала приходится применять большое число термопар. На рис. 7.18 показано разработанное сотрудником НПО ЦКТИ Н. Р. Федосеевой устройство с перемещающимися термопарами для измерения

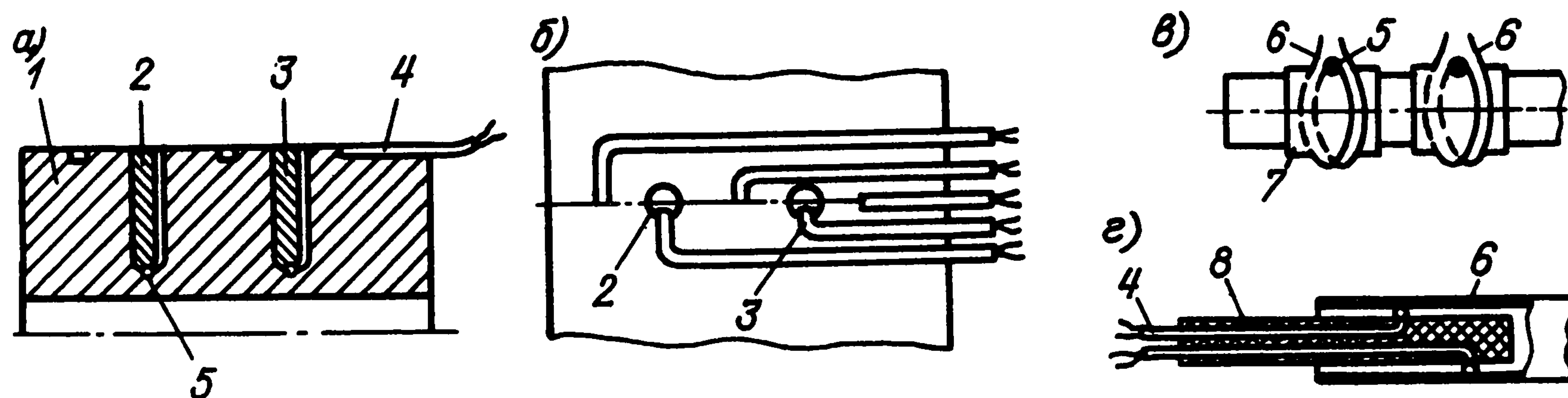


Рис. 7.19. Примеры заделки термопар: *а, б* – заделка термопар в толстостенной трубе; *в* – заделка термопар на стенке; *г* – зонд для измерения температуры на внутренней поверхности трубы, обогреваемой переменным электрическим током
1 – труба; *2* – металлическая пробка; *3* – термопара в канавке; *4* – капилляры; *5* – спай термопары; *6* – провода; *7* – слой слюды; *8* – тело зонда

поля температур при исследовании системы рециркуляции в котле. Устройство состоит из прямоугольного каркаса, который может перемещаться по внутренним боковым стенкам газохода. Внутри каркаса натянуто 50 термопар с соответствующими выводами на регистрирующие приборы. При перемещении каркаса одновременно измеряется температура в 50 точках. Измерения выведены на автоматическую систему.

Для измерения температуры газового потока на входе и выходе из теплообменника необходимо исключить радиационную составляющую. Для этого в области горячего спая устанавливается экран, например из блестящей фольги. При измерении температурного пограничного слоя в поверхностях нагрева применяются микротермопары, которые позволяют измерить температуру на расстоянии нескольких десятых долей миллиметра от поверхности. Часть проволоки термопар здесь располагается по изотерме.

При определении температуры стенок труб и их поверхности применяются термометры сопротивления и термопары. При измерении температуры термопарами пазы и различные каналы, служащие для отвода термопар, искажают температурное поле, поэтому по возможности эти элементы должны быть небольших размеров. Если термопара располагается не по изотермической поверхности, то по ее проволоке происходит отток тепла, что искажает показания. Для пластины толщиной δ, омываемой со стороны расположения проводов термопары жидкостью с температурой $t_{ж1}$, а с другой – с температурой $t_{ж2} < t_{ж_1}$, величина $\delta t = t_c - t_0$ может быть оценена по формуле [84]

$$\delta t = \frac{A_1 (t_{ж1} - t_0) - A_2 (t_0 - t_{ж2})}{A_1 + A_2 + 2\pi \lambda_0 \epsilon \delta R_e K_1 (\epsilon R_c) / K_0 (\epsilon R_c)}, \tag{7.23}$$

где t_c – температура слоя; t_0 – температура в данной точке тела, не искаженная присутствием термопары; A_1 – проводимость проводов термопары;

$$A_2 = \pi R_c^2 \alpha_{02}\ ; \quad \epsilon = \sqrt{(\alpha_{01} + \alpha_{02})/\lambda_{0\delta}}\ ; \tag{7.24}$$

α_{01}, α_{02} – коэффициенты теплоотдачи на поверхности пластины; K_0 и K_1 – модифицированные функции Бесселя 2-го рода нулевого и первого порядка.

Снижение погрешностей измерения температуры достигается, в частности, расположением проводов термопар по изотермическим поверхностям. Необходимо обеспечивать хороший тепловой контакт спая термопары с измеряемым телом. Для этого спай приваривают, припаивают или зачеканивают в месте его закладки. Приварку спаев обычно производят конденсаторной сваркой [85]. Провода термопар в электроизоляции помещают в металлические капилляры, которые впрессовываются в пазы. Термопары в изоляции могут заплавляться серебром, медью или другими сплавами. Следует избегать вывода проводов через рабочую жидкость. В натурных экспериментах при выводе проводов через высокотемпературную и агрессивную среду провода помещают в защитные кожуха, иногда с охлаждением. Примеры заделки термопар показаны

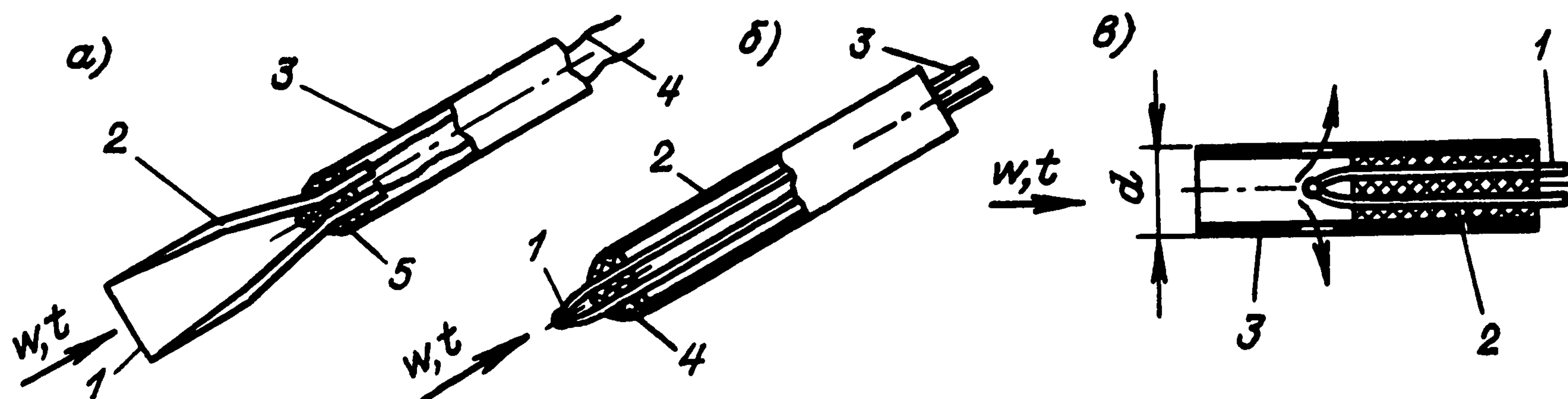


Рис. 7.20. Зонды для измерения полей температуры: *а* – с термометром сопротивления
1 – нить; *2* – вилка; *3* – трубка; *4* – провода; *5* – эпоксидная смола
б – с термопарой
1 – спай; *2* – трубка; *3* – провода; *4* – эпоксидная смола
в – с экранированием спая
1 – термопара; *2* – изоляция; *3* – трубка с вентиляционными отверстиями

на рис. 7.19. Технология изготовления термопар и их закладки рассмотрена в [85]. Весьма часто измеряется не температура поверхности трубы, а температура в теле трубы, и температуру на поверхности находят путем пересчета по формулам теплопроводности. Если нагрев происходит за счет электрического тока, то на показания термопары, спай которой находится в электрическом контакте с поверхностью тела, накладывается "шаговое" напряжение $\Delta U = I\Delta R$, где I – сила тока, а ΔR – сопротивление участка пластины или трубы Δl, равного размеру спая. При переменном токе эта составляющая выходного сигнала термопары может быть исключена электрическим фильтром, которым является рамка гальванометра в схеме измерения термо-ЭДС с помощью потенциометра постоянного тока. При исследовании теплообмена внутри трубки спаи термопар привариваются к ее наружной поверхности, а провода оборачиваются вокруг трубки через слой слюды. При исследовании теплообмена на наружной поверхности трубки малого диаметра, когда приварка спаев внутри трубы затруднена, внутрь трубки вводят подвижный зонд, спаи термопар которого плотно прижимаются к внутренней поверхности трубки (рис. 7.19, *г*). Термопары в этом случае также закладываются в канавки, которые запаиваются, при этом хотя бы небольшой участок термопары около спая должен проходить по изотерме. Среднюю температуру стенки трубы определяют также по электрическому сопротивлению трубы, которая используется в качестве термометра сопротивления. Такой прием применяется, когда электрическое сопротивление трубы имеет большое значение. Измеренная температура стенки соответствует некоторой средней по толщине стенки температуре, приведение которой к температуре поверхности затруднительно при больших перепадах температуры в стенке, и поэтому этот метод применяется для тонкостенных труб. В натурных условиях для измерения температуры иногда используются индикаторные краски разового употребления.

Для измерения температур в потоке применяются различные зонды с температурными датчиками, в качестве которых служат термопары, термометры сопротивления, термисторы. В двухмерных потоках приме-

няется нить термометра сопротивления или термопара со свареными встык проводами, располагаемыми в изотермических плоскостях. В трехмерных потоках применяются термопары с круглым спаем. Некоторые конструкции зондов показаны на рис. 7.20. При введении зондов стремятся к минимальному возмущению скоростных и температурных полей. Значения δt, определяемые теплообменным излучением со стенками канала, могут быть оценены по формуле

$$\delta t = \frac{\epsilon c_0}{a}\left[\left(\frac{T_д}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_с}{100}\right)\right]^4 , \qquad (7.25)$$

где ϵ — приведенный коэффициент излучения.

7.8. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОАНЕМОМЕТРОВ

При создании новых эффективных поверхностей нагрева энергетических теплообменников широко используется метод интенсификации теплообмена за счет турбулизации потока. При разработке таких поверхностей необходимо измерять характеристики трубулентности, которая искусственно генерируется турбулизаторами. Для указанных целей служат термоанемометры, принцип действия которых основан на зависимости конвективной потери тепла нагретой проволочки (вольфрамовой или платиновой) от скорости потока. Малые размеры проволоки обусловливают ее низкую тепловую инерцию, что позволяет производить измерения пульсаций скорости высокой частоты. Имеются различные конструкции таких термоанемометров. Остановимся на одной из лучших отечественных конструкций термоанемометров — конструкции Казахского государственного университета. Комплект термоанемометра КГУ включает в себя термоанемометрический преобразователь скорости БС-04, предназначенный для преобразования скоростей газовых потоков в электрические сигналы, пропорциональные мгновенным значениям скорости. Он построен по мостовой схеме и основан на поддержании постоянной температуры нити датчика термоанемометра. Компенсация разбаланса мостовой схемы, возникающего при измерении скорости потока, и соответственно выравнивание температуры датчика осуществляется автоматически с помощью усилителя обратной связи. В качестве выходных приборов преобразователей применяются вольтметр БЭ-04, предназначенный для измерения среднеквадратичных значений переменного выходного напряжения термоанемометрических преобразователей скорости и температуры, и интегратор БИ-04, предназначенный для выделения постоянной составляющей сигналов термоанемометрического преобразователя. Указанная аппаратура надежна в работе и проста в обращении. Полезен при эксплуатации встроенный в блок БС-04 генератор прямоугольных импульсов (ГПИ). Он позволяет во время работы определять и визуально регулировать амплитудно-частотную характеристику усилителя при помощи осциллографа, а также контролировать чувствительность различных датчиков. Измерительные блоки

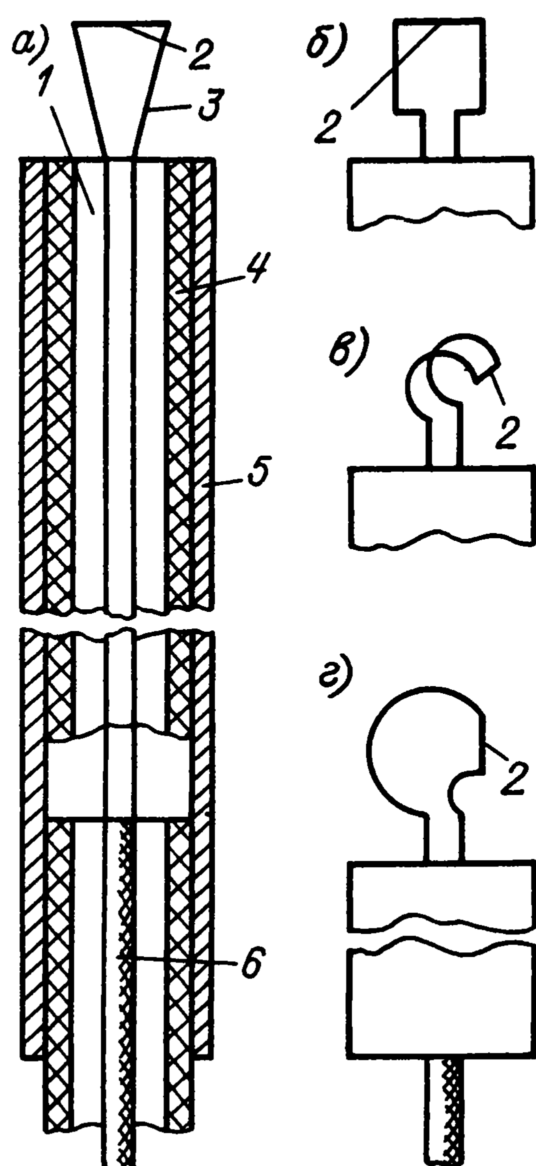


Рис. 7.21. Различные конфигурации однониточных датчиков термоанемометра: *а, б, в* – для измерения продольного компонента скорости; *г* – для измерения поперечного компонента скорости

БП-04 и БЭ-04 снабжены системой фильтров, позволяющих выбирать удобное для данного потока время осреднения сигнала. Схема имеет ряд блокировок и компенсационных устройств, защищающих ее от всплесков напряжения, наводок, перепадов температуры в помещении во время эксперимента и других внешних воздействий. Прибор позволяет измерять как продольную, так и поперечную пульсационную составляющую. На рис. 7.21 показаны однониточные датчики для этой цели. Нить датчика представляет собой фольфрамовую проволоку *2* с $d = 5 \div 7$ мкм, длиной 1,5–2 мм, приваренную к ножкам нитедержателя *3*, изготовленным из никелевой или стальной проволоки. Корпусом датчика *4* служит керамическая трубка, изолирующая электрические контакты от внешнего корпуса державки *5*, выполненного из меди. Свободные концы датчика припаяны к высокочастотному кабелю марки РК-75-3-31. Все зазоры внутри корпуса державки заполнены эпоксидным клеем *1*. Прибор позволяет измерить пульсационную составляющую скорости газового потока в диапазоне от 0,1 до 51% (при этом скорости газового потока $w > 0{,}5$ м/с). Относительная погрешность измерения интенсивности пульсаций – не более ±5%. Частотный диапазон измерения пульсаций скорости – от 0 до 100 кГц при диаметре нити 7 мкм. Сопротивление нити должно быть в пределах 1–10 Ом. Мощность, потребляемая от источника питания, не более 25 Вт. На рис. 7.22 показана структурная схема прибора БС-04.

Кроме характеристик турбулентности, термоанемометрами измеряют малые скорости потока ($w < 3$ м/с).

При измерениях вблизи поверхности тела условия теплообмена отличны от условий градуировки и на показания термоанемометра необ-

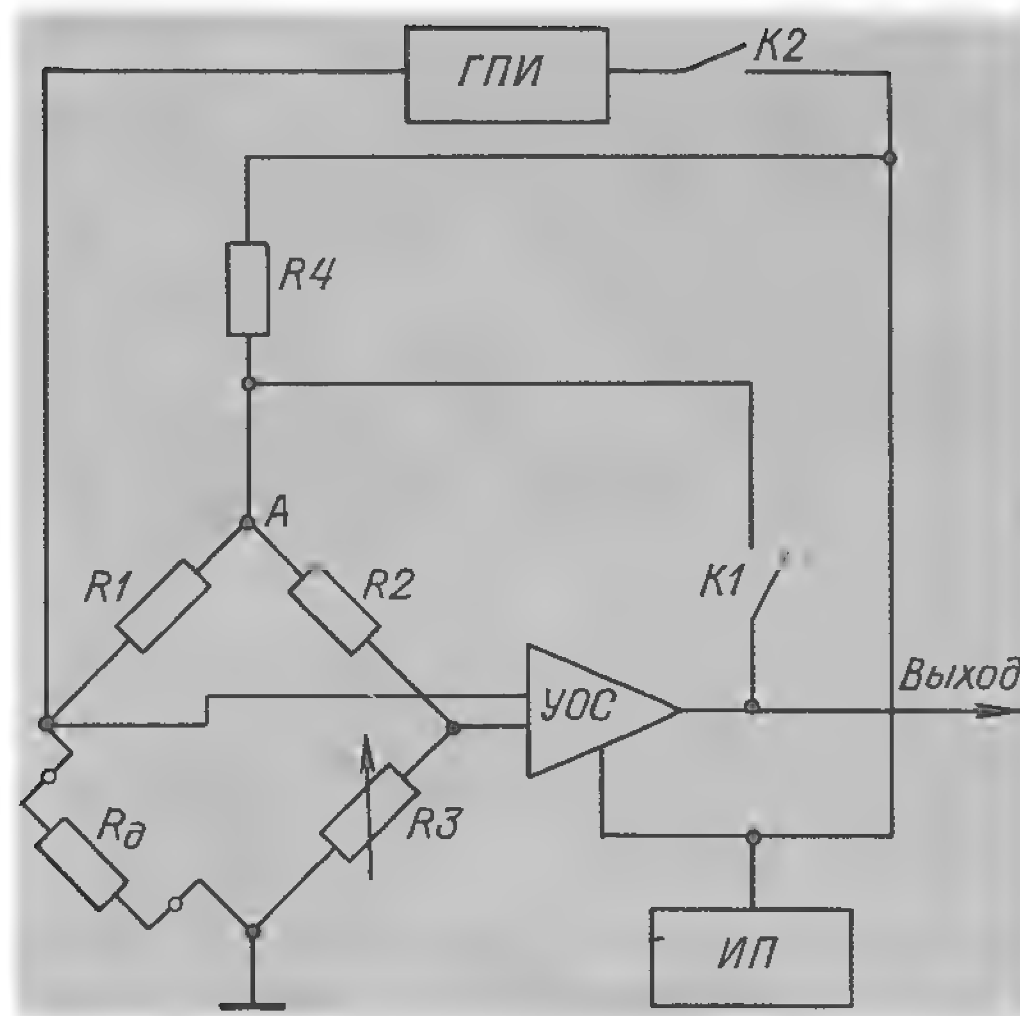


Рис. 7.22. Структурная схема БС-04

R_1, R_2 – постоянные резисторы 30 и 300 Ом соответственно; R_3 – переменный резистор; R_4 – резистор в цепи подачи постоянного измерительного тока на мостовую схему; K^1 – переключатель для подключения усилителя обратной связи к мостовой схеме; K^2 – переключатель для подключения *ГПИ* к источнику питания

ходимо вводить поправку на влияние стенки. Для нитей с $d = 3$ мкм влияние стенки сказывается на расстоянии от нее около 0,01 мм. Поправка вводится либо расчетным путем (поправка Вилса), либо в результате градуировочных опытов в потоках с известным распределением скоростей [85]. Вместо нити в качестве турбулиметра можно использовать проградуированный на влияние турбулентности поперечно обтекаемый цилиндр с расположенным внутри него электроподогревателем и термопарами, определяющими температуру поверхности [85].

Визуализация потоков в теплообменниках является важным элементом их исследования. Она позволяет выявить общий характер обтекания, наметить детальные пути количественных исследований, улучшить понимание физики процесса. Так, при исследовании характера течения в теплообменниках важно выявить степень заполнения сечения на входе в аппарат, наличие отрывных и циркуляционных зон, характер вторичных течений, выявить нестационарные зоны, определить характер течений в подводящих и отводящих элементах, в отдельных трубках или каналах. Методы визуализации делятся на объемные и поверхностные (течения в пограничных слоях на плоских элементах, ребрах, станках и т. д.). Ясно, что пристенные течения отражают в известной мере и объемные течения. Для визуализации объемных течений вводят в поток видимую взвесь, в водяном потоке отдельные струйки могут быть подкрашены. При фиксации траекторий отдельной частицы или группы частиц

Таблица 7.1

Положения нитки	Характеристика течения
	Стационарное течение: нити не колеблются или мало колеблются
	Нестационарное течение: небольшое, но заметное колебание нитей, обратные течения не наблюдаются
	Начальный неустойчивый обрыв: большая амплитуда колебаний нитей, крайние нити направлены поперек потока
	Перемещающийся неустойчивый отрыв: большая амплитуда колебаний нитей, в течение короткого времени нити направлены против потока
	Неустойчивый отрыв: нити направлены против потока и по потоку в течение примерно одинакового времени
	Фиксированный отрыв: нити направлены против потока в течение длительного времени

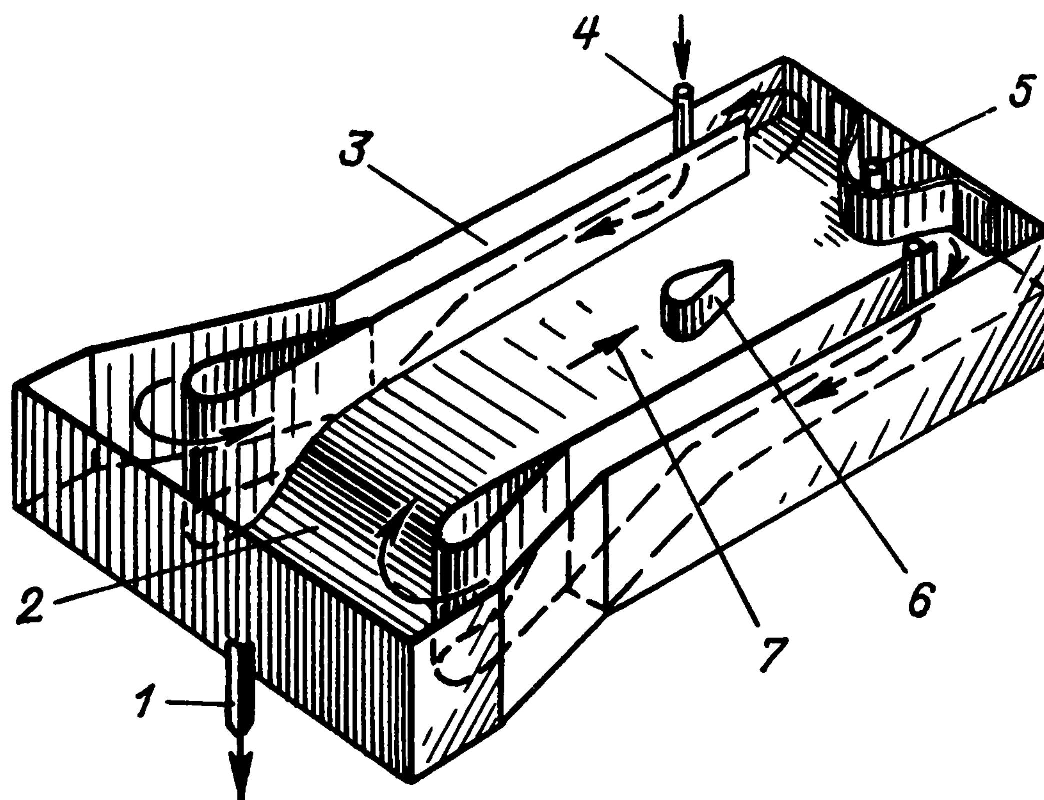


Рис. 7.23. Схема гидролотка с эжекторным возбуждением
1 – слив; *2* – входная камера; *3* – подводящий канал; *4* – эжектор; *5* – регулирующее устройство; *6* – модель; *7* – рабочая часть

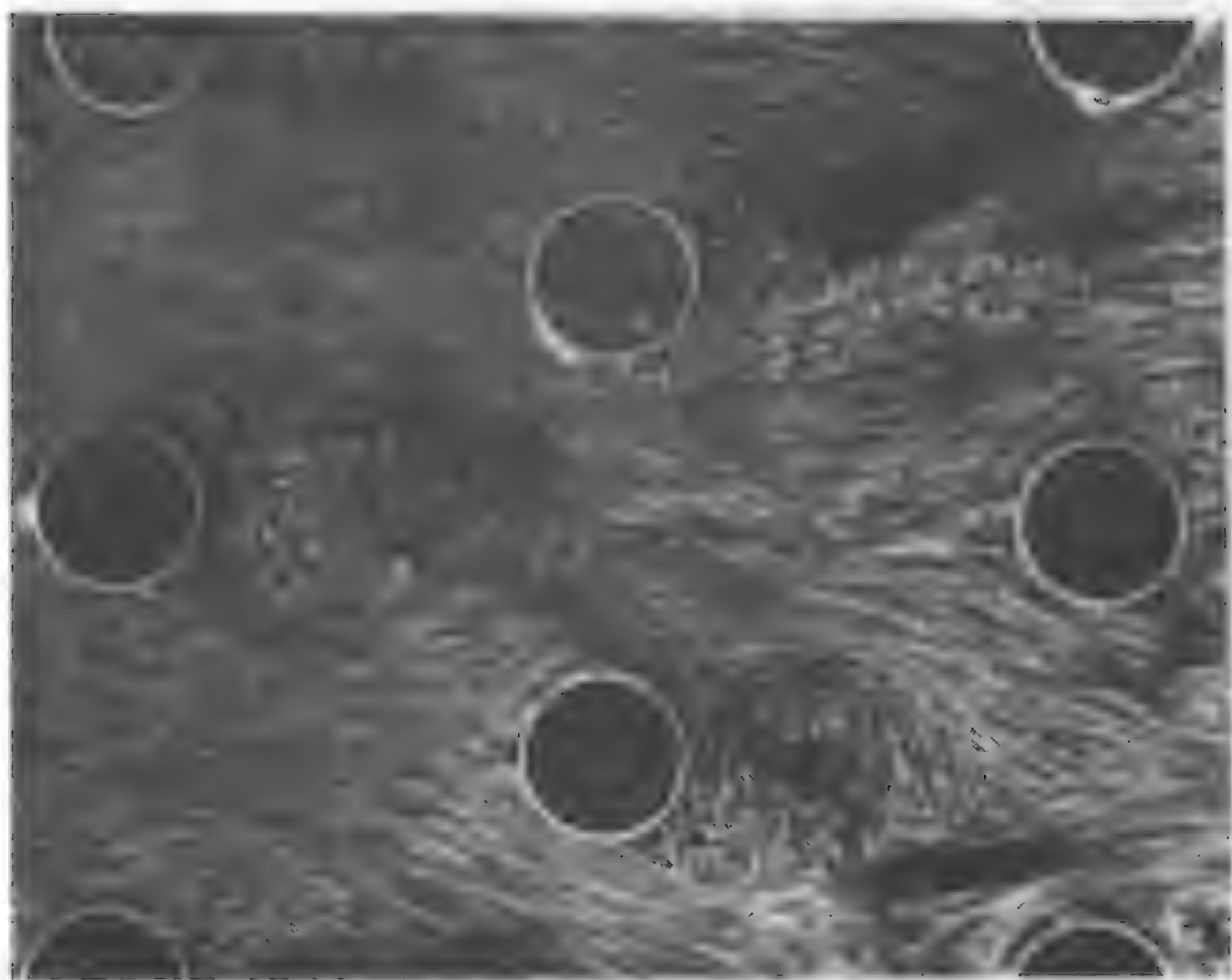


Рис. 7.24. Спектр обтекания шахматного пучка труб

за определенный период используется фотографирование струйки частиц, введенных в поток. Фотографированием можно получить линии тока, касательные к которым совпадают с векторами скорости частиц, находящихся в данных точках в данный момент времени. Для овиднения водяных потоков применяется обычно анилиновая краска, плотность которой должна быть близка к плотности воды. Скорость вводимой краски должна быть близка к скорости потока, поэтому наблюдения необходимо производить на некотором расстоянии от ввода. Согласно [46] ввод краски осуществляется следующим образом. Краска разбавляется небольшим количеством спирта и воды, затем раствор наливается в герметизированный бачок с двумя штуцерами на крышке, к одному из которых присоединяется велосипедный насос, а к другому через резиновую трубку с зажимом тонкая металлическая трубка, служащая для ввода краски в модель. Вместо анилиновой краски используется марганцевокислый калий, а также снятое молоко. Введение пузырьков воздуха в водный поток вблизи ввода дает приближенное представление о характере обтекания, однако вследствие разности плотностей вдали от ввода пузырьки воздуха поднимаются вверх модели. Гидравлические модели изготовляются из плексигласа или стекла, которое предпочтительно, так как имеет меньший коэффициент преломления.

Для овиднения потоков в воздушных моделях применяются различные дымы и пары: табачный дым, смесь дыма с парами, образующимися при попадании минерального масла на раскаленную поверхность, пары нашатыря, четыреххлористого олова и т. д. Применяется также дым от гнилой древесины. Весьма эффективен метод овиднения воздушных потоков введением горящих древесных опилок. Часто при моделировании пользуются нитяными флюгерками, которые изготовляются из тонких неупругих волокон в виде нитей небольшой длины (до 30 мм) и укрепляются в большом количестве на державке. Взаимодействие нитей с потоком может характеризоваться различными ситуациями, которые приведены в табл. 7.1. Нитки, укрепленные на поверхности стенок канала, также характеризуют эти ситуации. Таким образом положение нитей относительно потока определяет отрыв потока и качественно – степень его неустойчивости.



Рис. 7.25. Спектр обтекания плавникового пучка труб

Более детально поверхностные явления могут быть определены с помощью нанесения смеси сажи с керосином на стенки моделей и последующего обдува в потоке, в результате чего керосин испаряется, а на слое сажи остаются "отпечатки" пристенных течений. Указанная процедура происходит следующим образом. Черная техническая сажа растворяется в керосине до состояния густой кашицы и наносится слоем на горизонтальные поверхности, которые перед этим покрываются белой эмалевой краской. При обдуве воздухом в течении 2–3 мин со скоростью 6–40 м/с керосин испаряется, и на поверхности остаются "следы" потока, которые фотографируются.

В работе Е. Н. Письменного [73] таким образом была определена структура вторичных течений в ребристых поверхностях нагрева. Для получения картин обтекания различных тел (для внешней задачи) или спектра обтекания внутри канала (внутренняя задача) в двумерном потоке широко используется метод гидролотка. Таким методом изучается спектр обтекания различных пучков труб, картины обтекания криволинейных каналов щелевых теплообменников, обтекания патрубков, коленьев и т. д. Модель или канал располагаются в гидролотке так, чтобы торцы цилиндров или стенок канала несколько выступали над свободной поверхностью жидкости. Для того чтобы поверхностные силы не искажали спектры обтекания, необходимо следить за тем, чтобы поверхность воды была абсолютно чистой. Овидение движения на свободной поверхности достигается обычно нанесением на нее тонкого слоя алюминиевого порошка. Схема лотка показана на рис. 7.23. Рекомендуется следующий способ определения пригодности воды для наблюдения за характером обтекания. Поверхность воды покрывают слоем порошка, а затем легко дуют перпендикулярно поверхности, чтобы образовать свободный от порошка круг. В случае чистой поверхности частицы порошка после прекращения этой операции сохраняют свое положение.

. Если поверхность загрязнена, круг смыкается. При увеличении скорости вследствие капиллярных явлений на поверхности воды возникает рябь. Установка специальных успокоителей в виде сеток на входе в лоток позволяет предотвратить режим с возникновением ряби и эксплуатировать стенд с повышенными скоростями. Практически удается увеличить скорость до 2 м/с, и число Re достигает 10^4.

Примерные размеры рабочего участка гидролотка следующие: ширина 500, длина 1400, высота 95 мм. В лотке с эжекторным возбуждением вода подводится к двум соплам, расположенным в подводящих каналах. Из подводящих (боковых) каналов вода поступает в коллектор и плавно входит в рабочий участок. Уровень воды в лотке регулируется изменением положения уравнительной сливной трубы, находящейся в конце рабочего участка. На лотке имеется кронштейн для крепления фотокамеры.

Дно и стенки лотка окрашиваются в черный цвет. Алюминиевый порошок распыляется по поверхности потока с помощью сжатого воздуха. На рис. 7.24 и 7.25 показаны спектры обтекания пучков труб, которые позволяют определить режимы обтекания, размеры отрывных зон и т. д.

ГЛАВА 8

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОВРЕМЕННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ

8.1. ПРОБЛЕМА ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА

Моделирование рассмотренных энергетических теплообменников проводится, как отмечалось, с целью снижения их металлоемкости и габаритов, повышения надежности, улучшения условий эксплуатации и т. д. Одним из основных вопросов, решаемых средствами моделирования, является интенсификация теплообмена. В настоящее время накоплен большой экспериментальный и теоретический материал по данной проблеме. Ниже приводится краткий обзор методов интенсификации теплообмена, разработанных как у нас в стране, так и за рубежом.

Интенсификация теплообмена в теплообменных устройствах имеет большое народнохозяйственное значение. В результате интенсификации процессов теплообмена можно добиться существенного уменьшения массы и габаритов теплообменного оборудования, а также обеспечить заданный температурный уровень элементов этого оборудования и повысить надежность их работы.

Проблема интенсификации теплообмена содержит в себе ряд задач. Во-первых, это теплофизическая задача исследования и изыскания гидродинамических и тепловых условий, обеспечивающих оптимальное соотношение между интенсивностью теплообмена и гидравлическими потерями при высоком уровне теплообмена. Во-вторых, эта задача очистки поверхности нагрева от термически вредных отложений и обеспечения минимальности этих отложений. В-третьих, это обеспечение длительной и надежной работы интенсифицированных поверхностей теплообмена (проблемы эрозии, коррозии, прочности и т. д.). В-четвертых, это создание достаточно дешевой и легко выполнимой технологии изготовления этих поверхностей. В настоящей главе рассматривается главным образом первая задача, хотя в той или иной степени учитываются и другие.

Обычно применяемые способы увеличения конвективного теплосъема с несущей поверхности путем повышения скорости теплоносителей, а также оребрения во многих случаях оказываются малоэффективными. Отношение теплосъема к мощности, потребной на преодоление сопротив-

ления, с ростом скорости w падает (в связи с тем, что $\alpha \sim w^{0,8}$, а $N \sim \sim w^3$), и увеличение теплосъема за счет увеличения скорости энергетически с этих позиций нерационально. Однако, с другой стороны, конструирование теплообменников, рассчитанных на режим малых скоростей, приводит к увеличению их поверхностей и габаритов, а следовательно, и стоимости. Указанные факторы обусловливают некоторый оптимальный уровень режимных параметров теплообменников.

Ниже излагаются практически интересные методы интенсификации теплообмена.

8.2. ТУРБУЛИЗАЦИЯ ПОТОКА.

Турбулизация пограничного слоя является мощным средством интенсификации теплообмена, увеличивающим турбулентную теплопроводность, в том числе и в вязком подслое. Одновременно увеличивается и турбулентная вязкость, что приводит к увеличению гидравлических потерь, однако даже при одинаковом их увеличении и сохранении α/ζ постоянным происходит существенный рост теплосъема при равных потерях мощности на сопротивлении. Влияние турбулентности зависит от структуры пограничного слоя, от вида воздействия, масштаба и степени турбулентности. Теплоотдача и трение пластины при развитом турбулентном пограничном слое растут с увеличением степени турбулентности набегающего потока, причем фактор аналогии Рейнольдса $r = 2\mathrm{St}/c_f$ также возрастает. При $\mathrm{Tu} = 15 \div 20\%$ максимальное увеличение $\dfrac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0}$, $\dfrac{c_f}{c_{f_0}}$ составляет в зависимости от масштаба 20–40% (работы Хабахпашевой, Миронова, Мамонова, Дыбана, Эпик, Блэра и др. [25, 26, 30, 44, 45]). Периодическая генерация турбулентности в шероховатых трубах происходит из-за срывов потока с гребней шероховатости. В этом случае оторвавшийся поток может присоединиться к гладкой поверхности, если обеспечено необходимое расстояние $l = (6 \div 8)h$, где h – высота выступа. Пограничный слой с положительным градиентом давления в области присоединения характеризуется благоприятным соотношением между теплообменом и сопротивлением. Рассмотрим эти условия.

Уравнение теплопроводности в пограничном слое имеет вид $-q = = k_\text{т} \dfrac{\partial T}{\partial y}$, где $k_\text{т}$ – коэффициент турбулентной теплопроводности.

Введем безразмерные величины: $\bar{q} = q/q_\text{ст}$; $\bar{u} = u/u_\infty$; $\bar{\tau} = \tau/\tau_\text{ст}$; $\zeta = y/\delta$. Тогда уравнение теплопроводности примет вид

$$\mathrm{St} = c_f \varphi \omega \left(2 \int_0^1 \mathrm{Pr}_\text{т} \frac{\bar{q}}{\bar{\tau}} d\varphi\right)^{-1}. \tag{8.1}$$

Здесь $\varphi = u/\bar{u}$; $\omega = \dfrac{T_m - T_\text{ст}}{T_\text{ср} - T_\text{ст}}$.

Для $\bar{q}$ и $\bar{\tau}$ вводятся следующие аппроксимации:

$$\bar{q} = (1-\zeta)^2(1+2\zeta); \quad \bar{\tau} = (1-\zeta)^2[1+(2+\Phi)\zeta]; \tag{8.2}$$

здесь $\Phi = \dfrac{dp}{dx}\dfrac{\delta}{\tau_{\text{ст}}}$ – аэродинамическая кривизна.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} &\text{при } \zeta = 0 \quad \partial\bar{q}/\partial\zeta = 0, \quad \bar{q} = 1; \\ &\text{при } \zeta = 1 \quad \partial\bar{q}/\partial\zeta = 0, \quad \bar{\tau} = 0, \quad \partial\bar{\tau}/\partial\zeta = 0; \\ &\text{при } \zeta = 0 \quad \bar{\tau} = 1, \quad \partial\bar{\tau}/\partial\zeta = (\delta/\tau_{\text{ст}})(dp/dx) = \Phi. \end{aligned} \tag{8.3}$$

Величина $\mathrm{Pr_т}$ аппроксимируется следующими выражениями:

при $\zeta < 0{,}2 \mathrm{Pr}_{\text{т}}^{-1} = 1{,}1$;

$$\text{при } \zeta > 0{,}2 \quad \mathrm{Pr}_{\text{т}}^{-1} = 1{,}52 - 0{,}578(1-\zeta). \tag{8.4}$$

Тогда уравнение (8.1) примет вид

$$\frac{2\mathrm{St}}{c} = \left(0{,}91A\int_0^{0,2}\frac{(1+2\zeta)\,d\zeta}{1+(2+\Phi)\zeta} + \right.$$

$$\left. + A\int_{0,2}^{1}\frac{(1+2\zeta)\,\zeta^{A-1}\,d\zeta}{(1{,}52-0{,}578\zeta)[1+(2+\Phi)\zeta]}\right)^{-1}. \tag{8.5}$$

Здесь

$\bar{u} = \zeta^A$; $A = (H-1)/2$; $c = c_f\omega\varphi$.

Решение уравнения (8.5) при граничных условиях (8.3) показано на рис. 8.1. Как видно из графиков, в диффузорной области ($\Phi > 0$) величина $\mathrm{St}/c > 1$ и растет с ростом диффузорности. Для пластины $2\mathrm{St}/c = 1$ и, таким образом, фактор аналогий Рейнольдса в диффузорном потоке выше, чем в безградиентном, главным образом из-за уменьшения коэффициента трения. Указанные условия реализуются в окрестностях точки присоединения пограничного слоя. Следует отметить, что в действительности для таких случаев величина $2\mathrm{St}/c$ будет еще выше вследствие турбулентности. Таким образом, в области присоединения (окрестности критических точек) величина $2\mathrm{St}/c$ резко увеличивается. Расстояние между элементами шероховатости для реализации эффекта присоединения пограничного слоя должно быть не менее $(6–8)h$. Указанными обстоятельствами, связанными с периодическим обновлением пограничного слоя и его турбулизацией, объясняется интенсификация теплообмена в трубах с искусственной шероховатостью и обнаруженная в работах Э. К. Калинина и др. [38] закономерность превалирующего увеличения числа Nu по сравнению с коэффициентом сопротивления ζ, которое происходит при малых h/d и малых Re. Ясно, что при увеличении h/d

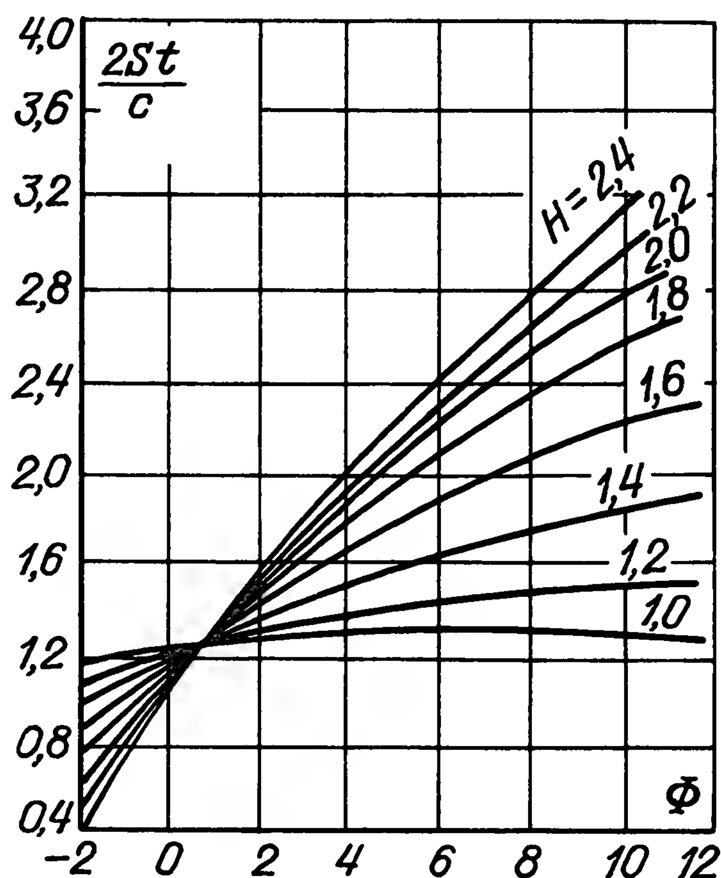


Рис. 8.1. Аналогия Рейнольдса в окрестности критических точек

и Re потери, связанные с отрывом, увеличиваются и перекрывают потери трения и, таким образом, реализуется неравенство $\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} < \frac{\zeta}{\zeta_0}$, что и подтверждается на практике. Граница значений параметров h/d и Re, при которых проявляется закономерность $\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} > \frac{\zeta}{\zeta_0}$, зависит также от формы элемента шероховатости. Эта граница сдвигается в сторону больших значений h/d и Re для обтекаемых выступов. Наоборот при острых выступах граница сдвигается в сторону малых значений h/d и Re. Указанные обстоятельства иллюстрируются на рис. 8.2 данными Калинина и др. [38], автора, Зозули и др. [53]. Для практического использования важен параметр $E = q/N$ (q – теплосъем, N – мощность), а не $\frac{\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0}{\zeta/\zeta_0}$.

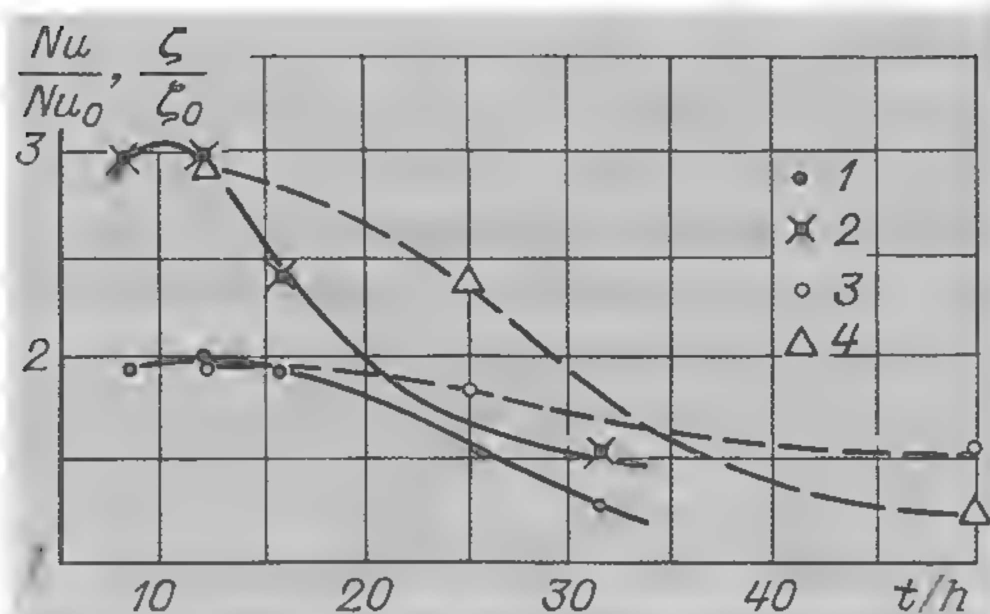


Рис. 8.2. Реализация закономерности $\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} > \frac{\zeta}{\zeta_0}$ в зависимости от формы элемента шероховатости ($\mathrm{Re} = 10^4$)

1 – $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$; *2* – ζ/ζ_0 (опыты автора, обтекаемые выступы); *3* – $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$; *4* – ζ/ζ_0 (опыты [38])

Для шероховатости различной формы максимальное значение E получается, когда $\frac{Nu/Nu_0}{\zeta/\zeta_0} < 1$.

Сравнение различных каналов с интенсификаторами теплообмена необходимо проводить по значению теплосъема с единицы поверхности при равных удельных мощностях, потребных на преодоление гидравлических потерь. Для мощности, отнесенной к единице поверхности, имеем

$$N = \frac{\zeta}{8} \rho w^3.$$

Для гладкого канала $N_0 = \frac{\zeta_0}{8} \rho w^3$. Зададимся числом Рейнольдса для гладкого канала Re_0. Соответствующая ему скорость в гладком канале $w_0 = Re_0 \nu / d$, а мощность $N_0 = \frac{\zeta_0}{8} \rho \left(\frac{Re_0 \nu}{d}\right)^3$. Из условия равенства мощностей в гладком и интенсифицированном канале имеем $\frac{\zeta_0}{8} \rho \times \left(\frac{Re_0 \nu}{d}\right)^3 = \frac{\zeta}{8} \rho w^3$. Тогда скорость в этом канале будет

$$w = \frac{Re_0 \nu / d}{\sqrt[3]{\zeta/\zeta_0}}.$$

В интенсифицированном канале $Nu = A Re^{n_1} Pr^{n_2}$. Для гладкого канала $N_0 = \frac{\zeta_0}{8} \rho w^3$. Тогда отношение теплосъемов в этих двух каналах будет (при условии равенства мощностей)

$$\frac{q}{q_0} = \frac{Nu/Nu_0}{(\sqrt[3]{\zeta/\zeta_0})^{n_1}}.$$

Обычно $n_1 = 0{,}8$. Тогда имеем

$$И = \frac{q}{q_0} = \frac{Nu/Nu_0}{(\zeta/\zeta_0)^{0{,}267}} = f(Re_0). \qquad (8.6)$$

Таким образом, при сравнении в координатах И, Re_0 фиксируется число Рейнольдса для гладкого канала, а для интенсифицированного канала оно будет иным, обеспечивающим равную с гладким каналом мощность, потребную для преодоления гидравлических сопротивлений. Такое сравнение более наглядно, так как число Re характеризует режим течения; сравнение же в координатах N, q/q_0 менее наглядно.

Из выражения (8.6) ясно, что прирост теплообмена энергетически более весом, чем прирост ζ/ζ_0. Ясно также, что фактор аналогии Рейнольдса $r = 2St/c_f$ не может правильно энергетически характеризовать поверхность. Из выражения (8.6) также следует, что число Pr (свойство теплоносителя) влияет на эффективность в меру изменения величины Nu/Nu_0, так как величина ζ/ζ_0 практически не зависит от числа Pr. Судя по данным [53], при больших числах Pr величина Nu/Nu_0 увели-

чивается, а ξ/ξ_0 остается неизменной и, таким образом, эффект интенсификации возрастает.

По данным Э. К. Калинина и др. [38] $И_{max} = 1{,}65$ получается при $\frac{Nu/Nu_0}{\xi/\xi_0} < 1$.

По данным В. К. Мигая и П. Г. Быстрова трубы типа конфузор–диффузор обеспечивают И = 1,6 при $\frac{Nu/Nu_0}{\xi/\xi_0} < 1$. Условие $\frac{Nu/Nu_0}{\xi/\xi_0} > 1$ обеспечивает меньшие значения параметра И.

Следует отметить, что идея использовать искусственную дискретную шероховатость как средство интенсификации теплообмена в трубах была экспериментально обоснована впервые немецкими учеными Нуннером [99] и Кохом [98]. Однако практически приемы реализации указанной идеи, предложенные в этих работах (пружинящие кольца и вставные диафрагмы), не технологичны и дороги. В начале 60-х годов независимо в ЦКТИ (В. К. Мигай и И. Ф. Новожилов) и МАИ (Э. К. Калинин и др.) были разработаны и исследованы трубы с накатными выступами [37, 38, 60, 67], которые в настоящее время получили практическое применение, в частности в конденсаторах паровых турбин.

Теоретические расчеты теплообмена в шероховатых трубах проводились с начала 60-х годов. В известной (по существу, первой) теоретической работе по шероховатым трубам немецкий ученый Нуннер [99] предложил двухслойную модель потока, по которой искусственная шероховатость турбулизирует только ядро потока, а толщина и структура вязкого подслоя остаются такими же, как в гладкой трубе. Отсюда по этой теории следует, что с ростом числа Pr, когда основное термическое сопротивление смещается в область подслоя, интенсификация теплообмена не происходит, что противоречит опытным данным и последующим теоретическим работам. В дальнейшем двухслойная модель была уточнена Н. М. Галиным [14], с учетом влияния турбулентности в подслое автором [56] рассмотрена трехслойная аэродинамическая модель. М. Д. Миллионщиков [63] для расчета теплообмена в шероховатых трубах использовал принцип суперпозиции вязкостей – молекулярной и турбулентной – и получил формулы для расчета теплообмена в трубах с искусственной шероховатостью. В. И. Гомелаури [18] обобщил экспериментальные данные Нуннера для воздуха, МЭИ и свои собственные опытные данные для повышенных чисел Pr и построил простую интерполяционную формулу. Ниже приводятся расчетные формулы ряда авторов.

Формула Дипрея и Саберски для песочной шероховатости [96]

$$St = \frac{\xi/8}{(g - 8{,}48)\sqrt{\frac{\xi}{8}} + 1}, g = 5{,}19k^{*0{,}2}Pr^{0{,}44}; \tag{8.7}$$

где $k^* = kv^*/\nu$;

в формуле Худина для труб с поперечными выступами

$$g = 4{,}5k^{*0{,}24}Pr^{0{,}44}; \quad 25 < k^* < 300. \tag{8.8}$$

Формула Яглома и Кадера

$$\mathrm{Nu} = \frac{\left(\frac{1}{2} c_f\right)^{\frac{1}{2}} \mathrm{Re\,Pr}}{2{,}12 \ln \frac{R}{k} + 0{,}55\,(\mathrm{Pr}^{2/3} - 0{,}2) k^{*\,1/2} + 10 - \frac{3{,}2}{(1-\eta_1)^2} + 6{,}6\left(\frac{1}{2} c_f\right)^{1/2}}, \tag{8.9}$$

где $\eta_1 = k/R$.

Формула Миллионщикова [63]

$$\mathrm{St}^{-1} = \delta + \frac{1}{a^3 \eta_{01}^2}\left[\alpha_1^2\left(\ln\alpha_1 - \frac{3}{2}\right) + 2\alpha_1 - \frac{1}{2}\right]; \tag{8.10}$$

здесь

$$\eta_{01} = \frac{\eta_0}{1 + \alpha_1 \mathrm{Pr}\,\eta_0\,(\bar{k} - \delta_0')}; \quad \alpha_1 = 1 + a\,\mathrm{Pr}\,\eta_{01}\,(1 - \bar{\delta}_0');$$

$\delta = \delta_0 v^*/\nu$; δ_0 – толщина вязкого подслоя; $\eta_0 = r v^*/\nu$; $\bar{k} = k/R$; δ_0' – граница теплового ламинарного подслоя.

Формула Галина [14]

$$\mathrm{Nu} = \frac{0{,}7\mathrm{Re}_*}{1{,}87\left(\frac{R}{k}\right)^{0{,}315} + 12{,}6\sqrt{\frac{F_{\text{гл}}}{F_{\text{ш}}}}}. \tag{8.11}$$

Формула Гомелаури [18]

$$\mathrm{Nu} = 0{,}022\mathrm{Re}^{0{,}8}\mathrm{Pr}^{0{,}47}(\mathrm{Pr}_{\text{ж}}/\mathrm{Pr}_{\text{ст}})^{0{,}25}\epsilon; \tag{8.12}$$

$$\left.\begin{aligned} \epsilon &= \exp\left[0{,}85\,\frac{(s/k)_{\text{опт}}}{s/k}\right] \quad \text{при } \frac{s}{k} > \left(\frac{s}{k}\right)_{\text{опт}}; \\ \epsilon &= \exp\left[0{,}85\,\frac{s/k}{(s/k)_{\text{опт}}}\right] \quad \text{при } \frac{s}{k} < \left(\frac{s}{k}\right)_{\text{опт}}. \end{aligned}\right\} \tag{8.13}$$

Формула (8.13) справедлива при $80 > \mathrm{Pr} > 0{,}72$.

Формулы Калинина и др. [38]:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 + \frac{\lg\mathrm{Re} - 4{,}6}{35}\right)\left[3 - 2\exp\frac{-18{,}2\,(1 - d/D)^{1{,}13}}{(t/D)^{0{,}326}}\right. \\ &\text{при } t/D = 0{,}25 \div 0{,}8; \\ &\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 + \frac{\lg\mathrm{Re} - 4{,}6}{35}\right)\left[\left(3{,}35\,\frac{t}{D} - 16{,}33\right)\frac{d}{D} + \left(17{,}33 - 3{,}33\,\frac{t}{D}\right)\right] \\ &\text{при } t/D = 0{,}8 \div 2{,}5;\ d/D = 0{,}88 \div 0{,}98;\ \mathrm{Re} = 10^4 \div 4\cdot 10^5. \end{aligned}\right\} \tag{8.14}$$

В последние годы для расчета течений в шероховатых трубах стали привлекаться различные модели кинетической энергии турбулентности, в частности модель $k - \epsilon$ (работы Р. С. Амоно, Р. Госба и др.). Ушкарас теоретически исследовал вклад отдельных членов в уравнении баланса

энергии турбулентности (порождения, диссипации, диффузии). Установлено, что эффект порождения в шероховатых трубах выше, чем в гладких, что с ростом параметра шероховатости растет область, в которой наряду с порождением и диссипацией существенный вклад в баланс турбулентной энергии вносит диффузия. Подробный обзор теоретических работ по турбулизированным течениям содержится в докладе Хирота Масиру с соавторами на VII международной конференции по теплообмену в Мюнхене. К числу первостепенных задач дальнейшего развития теории турбулизированных течений авторы относят согласование результатов и выводов многочисленных исследований, развиваемых в настоящее время.

Указанные полуэмпирические методы требуют введения нескольких эмпирических констант, учитывающих геометрию шероховатости и пристеночные влияния. Наряду с развитием теоретических методов актуальной задачей в настоящее время являются прецизионные экспериментальные исследования по локальной структуре потока в шероховатых трубах и трубах с турбулизаторами и закручивателями.

8.3. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ТРУБАХ И КАНАЛАХ (ОДНОФАЗНЫЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛИ)

С указанной целью разработаны трубы с искусственной шероховатостью и профильные трубы (рис. 8.3). Наибольший практический интерес представляют трубы с кольцевыми выступами (*1*), профильные трубы и каналы типа конфузор–диффузор (*2*), трубы со спиральными вставками (*3*), спирально профилированные трубы (*4*), трубы с волнистой осью (*5*), с микроструйными элементами (*6*). Опытные данные по теплообмену и гидравлическому сопротивлению для указанных кана-

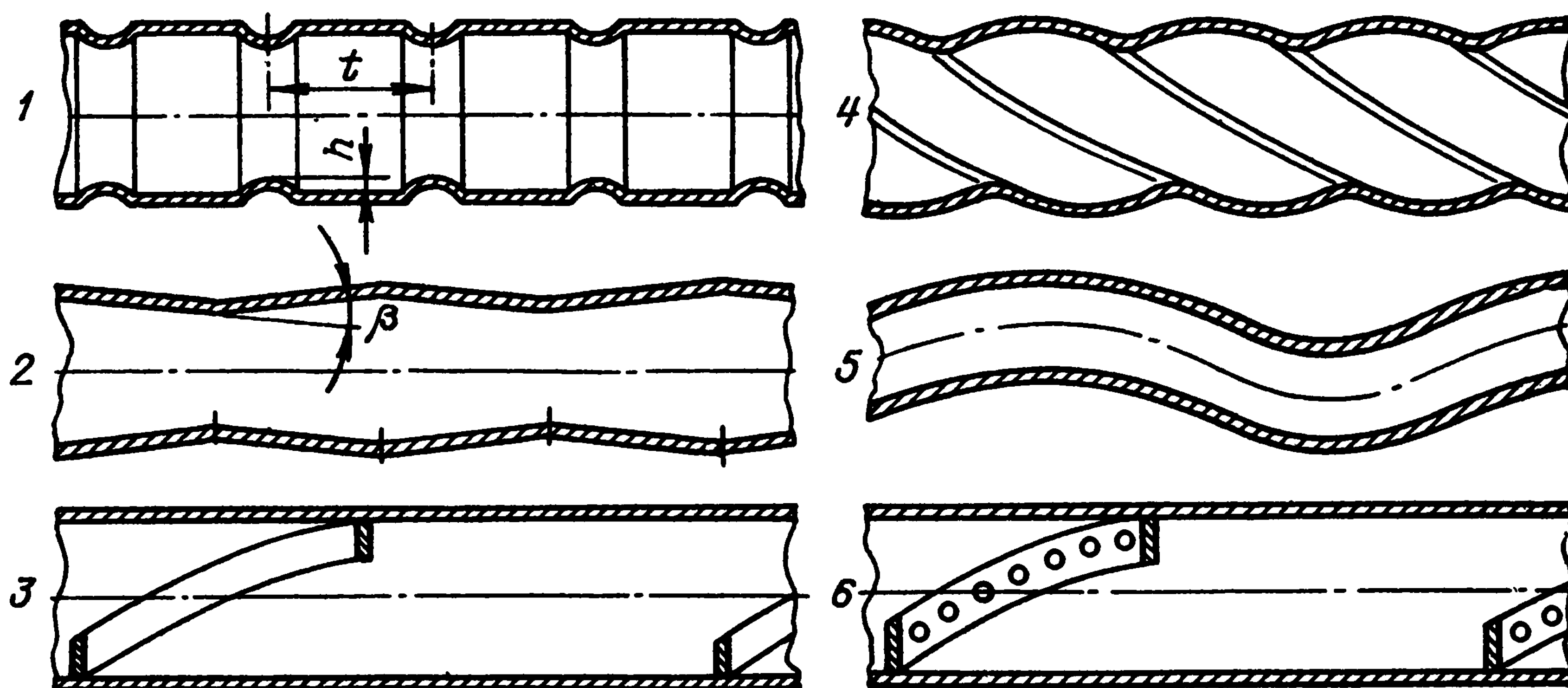


Рис. 8.3. Различные интенсифицированные поверхности

1 – трубы с кольцевыми выступами; *2* – трубы типа конфузор–диффузор; *3* – трубы со спиральными вставками (оребренные трубы); *4* – спиральные профилированные трубы; *5* – трубы с волнистой осью; *6* – трубы с перфорированными вставками

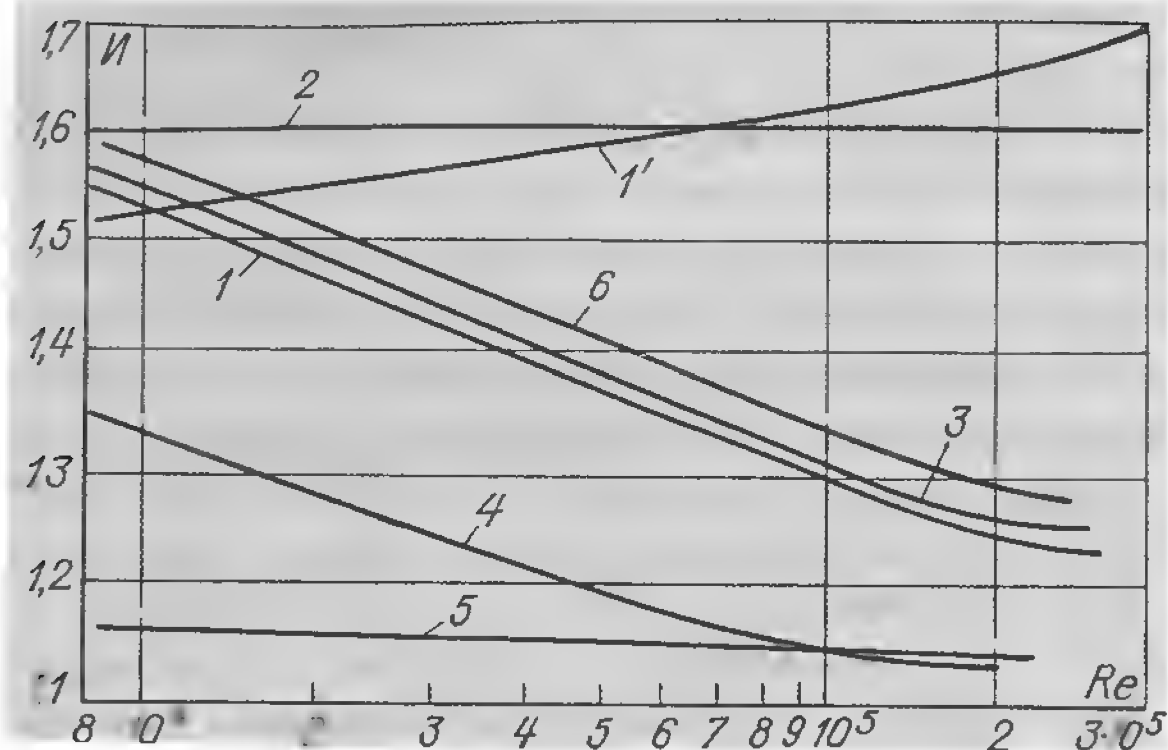


Рис. 8.4. Сравнительная эффективность различных методов интенсификации теплообмена

Номера кривых соответствуют интенсифицированным поверхностям на рис. 8.3; 1′ – трубы с обтекаемыми выступами

лов принимались из [53]. Сравнительная эффективность различных методов показана на рис. 8.4. При малых числах Re (Re = 10^4) наилучшими показателями характеризуются трубы с кольцевыми выступами (данные Э. К. Калинина и др.), И = 1,52; трубы и каналы типа конфузор–диффузор (данные автора и П. Г. Быстрова, А. А. Гухмана и Кирпикова), И = 1,6, трубы с микроструйными элементами и трубы со спиральными вставками (опыты В. К. Мигая и П. Г. Быстрова), И = 1,52 ÷ 1,58. Трубы с микроструйными элементами представляют собой трубы со спиральными вставками с отверстиями, формирующими при обтекании микроструи, взаимодействие которых с поверхностью трубы должно способствовать повышению теплообмена. Под цифрой *1* приведены данные автора по трубам с накатными выступами плохообтекаемой формы. Сравнение этих данных и данных Э. К. Калинина и др., полученных в опытах с обтекаемыми выступами (*1′*), показывает, что при малых числах Re влияние профиля выступа (при фиксированной высоте) несущественно. Спирально профилированные трубы (данные Воскресенского) характеризуются значением параметра И = 1,34, что заметно ниже, чем лучшие варианты. Наиболее низка эффективность труб с волнистой осью (И = 1,15), применение таких труб не может быть рекомендовано. При больших числах Re (Re = 10^5) перспективны трубы с кольцевой накаткой (профилированные выступы, И = 1,7) и трубы и каналы типа конфузор–диффузор (И = 1,6), которые при длинах конфузора и диффузора (l/h = 2 ÷ 3) эквивалентны трубам с кольцевой накаткой.

Отметим, что трубы с кольцевой накаткой при непрофилированных выступах резко снижают свою эффективность при больших числах Re (при Re = 10^5 по данным ЦКТИ в этом случае И = 1,25). Практически выбор того или иного метода интенсификации будет определяться технологией изготовления, условиями эксплуатации, обслуживания и режимной областью чисел Re. В слабозагрязняющих газовых и водяных потоках

преимущество имеют трубы с кольцевой накаткой (пристенные турбулизаторы). Примечательно, что такие трубы в условиях конденсатора (водяной поток) загрязняются слабее, чем гладкие, за счет интенсивного обмена в пристенной области.

В загрязненных газовых потоках (например, в трубах котельных воздухоподогревателей) поверхность покрывается плотным слоем отложений толщиной до 1 мм, пристеночные турбулизаторы "тонут" в них и такая поверхность становится практически гладкой. Турбулизаторы становятся в этих условиях неэффективными. Трубы с кольцевой накаткой, кроме того, как показано выше, очень "чувствительны" при больших числах Re к форме выступа. Этим, в частности, объясняется и разброс данных разных авторов. Для массового производства этот фактор имеет большое значение, так как сами трубы изготовляются с большими допусками (на диаметр – до 0,2–0,3 мм) и выдерживание жестких допусков для профилированного выступа высотой 0,5–0,8 мм, учитывая накатку в холодных условиях, крайне затруднительно.

Расчеты, проведенные автором [53], показали, что с ростом числа Pr эффект интенсификации теплообмена возрастает. Для газов термическое сопротивление сосредоточено в вязком подслое (35%), буферной области (50%) и турбулентном ядре (15%). Для масел (Pr = 20) основное термическое сопротивление сосредоточено в вязком подслое (99%). Границы указанных областей зависят от числа Re, и с учетом этих закономерностей должна выбираться оптимальная высота шероховатости. При этом необходимо учитывать, что турбулизация пограничного слоя за счет генерации турбулентности отрывными областями определяется не только высотой выступа, но и диффузией вихревой пристеночной пелены в ядре потока. Пристеночные возмущения вследствие диффузии и турбулентного трения в длинных трубах распространяются вплоть до приосевой области. Об этом свидетельствуют поля скоростей и турбулентности при $l/d > 50$. В ряде работ изолированно рассматривается обтекание одиночных выступов и делаются оценки оптимальной высоты их для длинных труб. Рекомендуемые оптимальные высоты шероховатостей вследствие сложности обтекания должны определяться на основании экспериментальных данных. Теоретически в настоящее время могут быть сделаны только приближенные оценки. Экспериментально установлено, что для газов $d/D = 0{,}90 \div 0{,}95$, а для капельных жидкостей $d/D = 0{,}94 \div 0{,}98$.

Следует отметить, что ряд фирм за рубежом (в Англии и Японии) серийно выпускает трубы с накаткой для конденсаторов. В загрязненных газовых потоках, а также в толстостенных трубах, как показал опыт, весьма эффективны спиральные пристеночные пластинчатые завихрители, разработанные в ЦКТИ [53], которые имеют высоту $h = 0{,}2d$ и не "тонут" в отложениях. Производство их механизировано; они могут быть изготовлены с помощью приставки на любом токарном станке, и такие интенсификаторы являются самыми дешевыми и простыми интенсификаторами теплообмена. Они нашли, в частности, применение в газотрубных котлах-утилизаторах Белгородского котельного завода, а также в котлах, выпускаемых в ФРГ.

Номер точек на рис. 8.5 и 8.6	D, мм	d, мм	h, мм	α, ...°	S, мм
1	22	22	–	–	–
2	25,07	22,57	1,25	34,63	8
3	26,38	22,57	1,9	16,0	16
4	25,64	22,36	1,64	16,0	16
5	26,33	22,37	1,98	11,0	24
6	26,18	22,16	2,01	11,0	24
7	20,47	19,04	0,715	6,0	16
8	21,19	19,13	1,03	8,6	16
9	22,36	19,36	1,5	12,9	16
10	22,51	19,14	1,685	16,6	16
11	24,85	22,67	1,09	8,9	16
12	18,32	16,32	1,18	9,5	16
13	15,97	13,95	1,01	9,2	16

Близки по эффекту к ним трубы с внутренним спиральным оребрением, производство которых, к сожалению, у нас в стране пока еще не налажено. Этот метод целесообразно применять для труб относительно

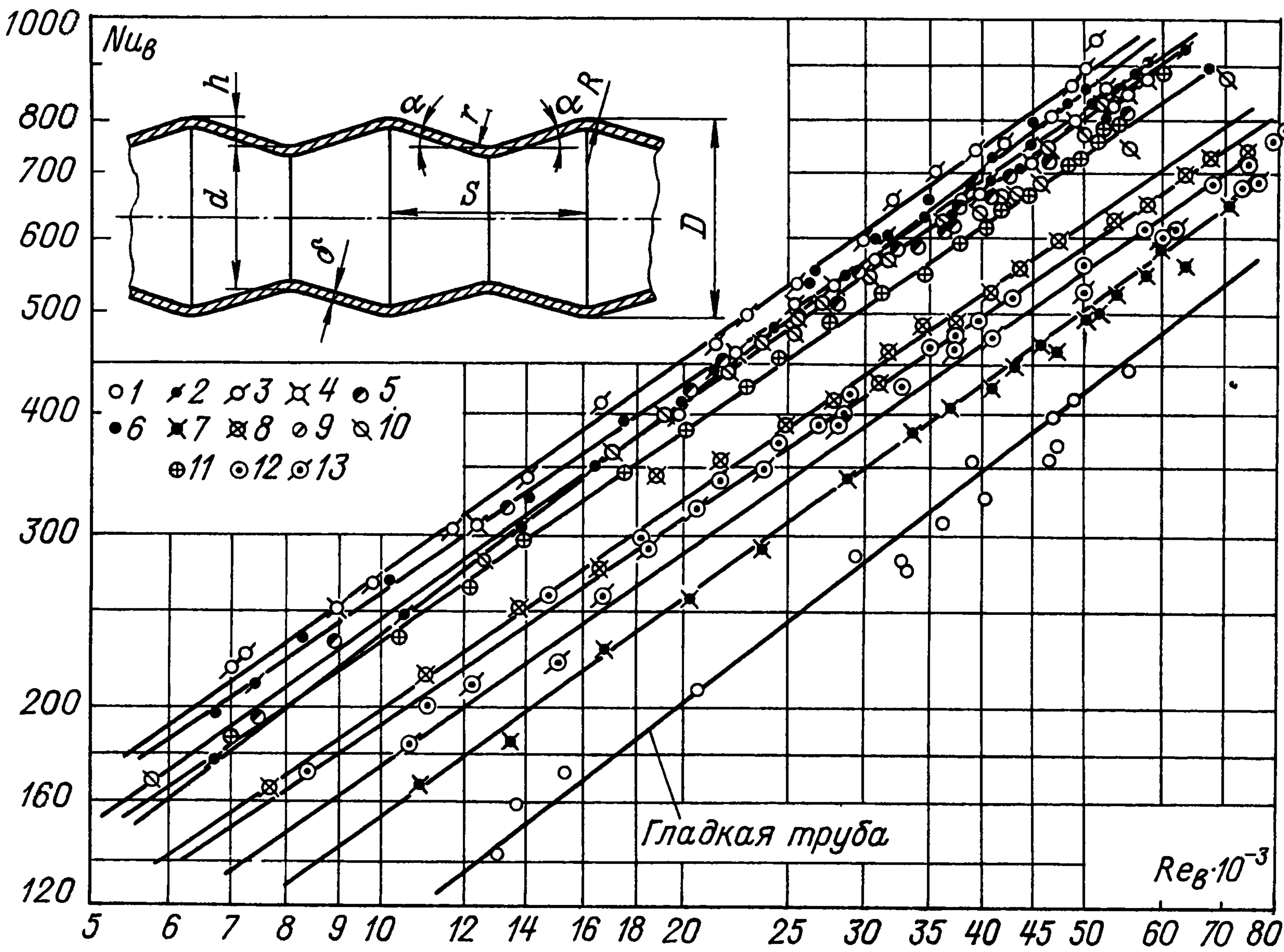


Рис. 8.5. Теплообмен в каналах типа конфузор–диффузор в водяном потоке

$$Nu_в = 7{,}77 \left(\frac{2h}{S}\right)^2 Re^n \, Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_{ст}}\right)^{0,25}, \quad n = 0{,}8–0{,}82 \cdot 2h/S, \; 2h/S < 0{,}2$$

1–13 – в соответствии с табл. 8.1

Таблица 8.1

R, мм	r, мм	δ, мм	$\frac{2h}{S}$	$D_э$, мм	$d_э$, мм
–	–	1,0	–	22	20
6,8	1	0,9	0,3125	22,9	21,0
9,7	1	0,9	0,238	24,1	22,4
16,3	1	0,9	0,205	23,9	22,1
19,0	1,5	0,9	0,165	24,3	22,6
17,4	1,5	0,9	0,1675	24,1	22,4
22,9	2,0	0,9	0,0894	19,8	17,9
16,0	2,0	0,9	0,129	20,1	18,3
13,1	1,5	0,9	0,1875	20,8	19,0
16,1	1,0	0,9	0,2106	20,8	19,0
12,9	2,0	0,9	0,136	23,7	21,8
11,1	1,5	0,9	0,1475	17,5	15,7
22,1	1,5	0,9	0,126	14,6	12,8

большого диаметра ($d = 30 \div 60$ мм), обычно толстостенных. Для тонкостенных труб малого диаметра целесообразно применять накатку. В трубах и каналах типа конфузор–диффузор углы раскрытия диффузоров подбираются из условия существования нестационарных микроотрывов потока, интенсифицирующих теплообмен, не вызывая большого повышения гидравлического сопротивления. Они могут применяться и в загрязненном потоке, так как имеют плавные внутренние очертания (углы раскрытия диффузоров и конфузоров $\beta = 10°$) и не имеют циркуляционных зон. Такие трубы были подробно исследованы на воздухе и на воде в ЦКТИ и на КТЗ. Геометрия труб приведена в табл. 8.1.

На рис. 8.5 и 8.6 показаны результаты этих опытов в водном потоке, проведенных В. С. Прохоренко, В. К. Мигаем и В. С. Пряхиным. Показатель степени у числа Re в формуле для теплообмена для ряда труб (в окрестности параметра $2h/S = 0{,}182$) снижается и достигает 0,65. При дальнейшем увеличении этого параметра показатель n снова приближается к 0,8. Исследование локального теплообмена на конфузорных участках показало, что в этом случае $n = 0{,}5$, т. е. происходит ламинаризация пограничного слоя над действием отрицательных градиентов давления при общем турбулентном числе Re. Явление сходно с поперечным обтеканием пучков, когда в диапазоне $2 \cdot 10^5 > \mathrm{Re} > 2 \cdot 10^3$ наблюдается ламинарный пограничный слой в лобовой части труб. Анализ данных на рис. 8.7, где опытные результаты представлены в координатах $\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0}, \frac{\zeta}{\zeta_0}, \frac{2h}{S}$, показывает, что практически интересны значения параметра $2h/S < 0{,}17$ и $2h/S > 0{,}31$, а область $0{,}31 > 2h/S > 0{,}17$ практически неинтересна. При $2h/S > 0{,}31$ происходит заметное увеличение поверхности (своего рода оребрение). Как следует из рис. 8.8, такие поверхности обладают высокой эффективностью. На рис. 8.9 показаны данные [52] по таким трубам.

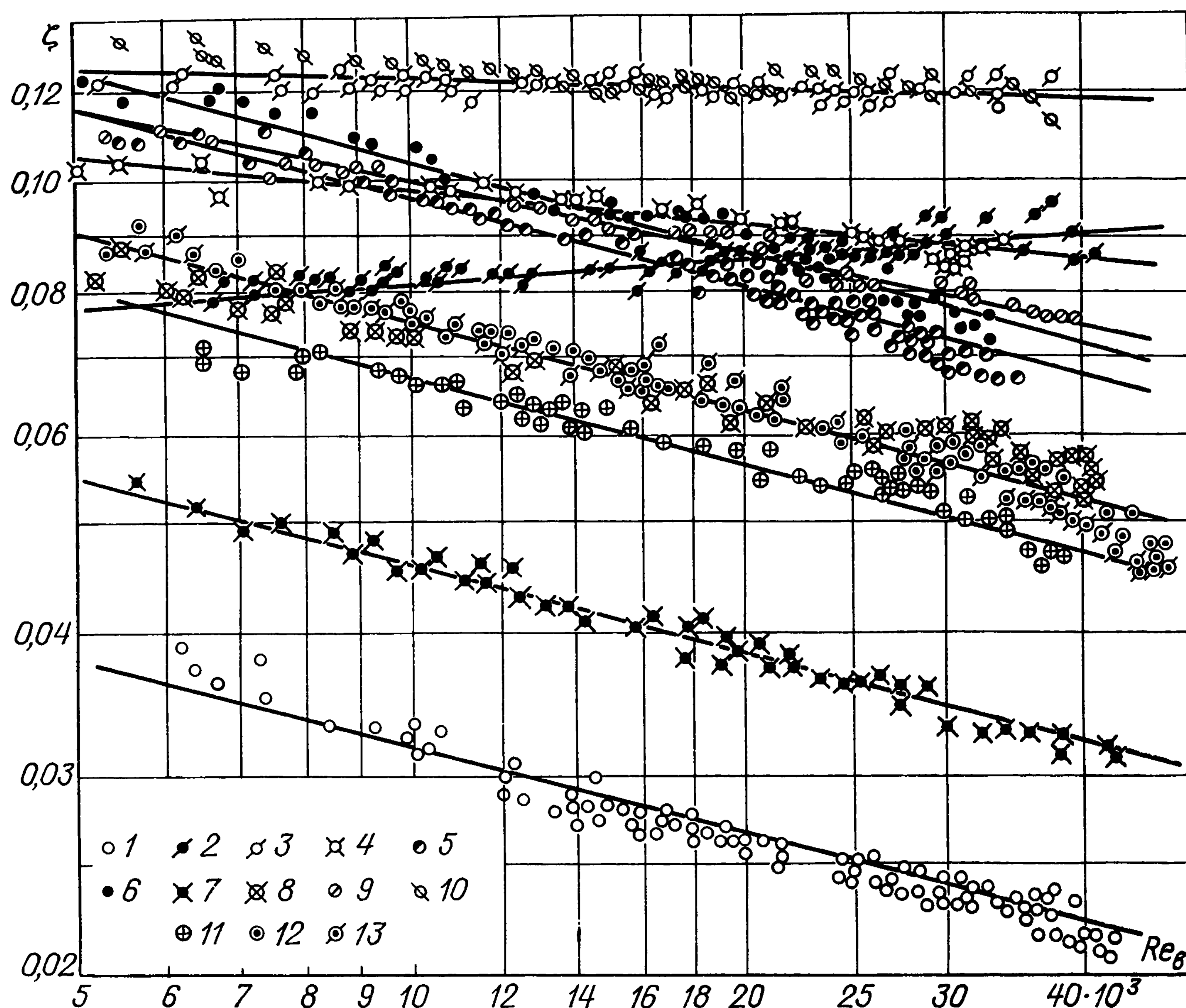


Рис. 8.6. Гидравлическое сопротивление в трубах типа конфузор–диффузор в водяном потоке ($t_{ст}$ = const)
1–13 – в соответствии с табл. 8.1

Сейчас можно считать установленным, что с теплофизической точки зрения применение гладких труб для сред с Pr > 0,6 нерационально, при этом будет перерасходоваться значительное количество металла.

Метод увлажнения потока с экономически целесообразной дотацией воды для длинных труб обеспечивает увеличение теплообмена на 20–25%.

В настоящее время экспериментально и теоретически, в частности в работах В. П. Исаченко и В. И. Кашкарова [35], показана высокая эффективность применения мелкодисперсного воздушно-водяного потока для отвода тепла от обогреваемых поверхностей. По сравнению с однофазным воздушным потоком для коротких каналов (l/d = 2÷3) с тонким пограничным слоем при концентрации разбрызгиваемой воды в воздушном потоке 0,01 г/(дм · с) коэффициент теплоотдачи охлаждаемой поверхности по данным опытов увеличился в 20 раз. Такие системы применяются японскими фирмами для охлаждения элементов полупроводников. Системы с микроструйными элементами (импактными струями) весьма эффективны для систем охлаждения. Струйный обдув обеспечивает при оптимальных условиях возрастание интенсивности теплообмена в 3–5 раз по сравнению с продольным обтеканием поверхности при относительно небольших затратах мощности. Эти системы используются

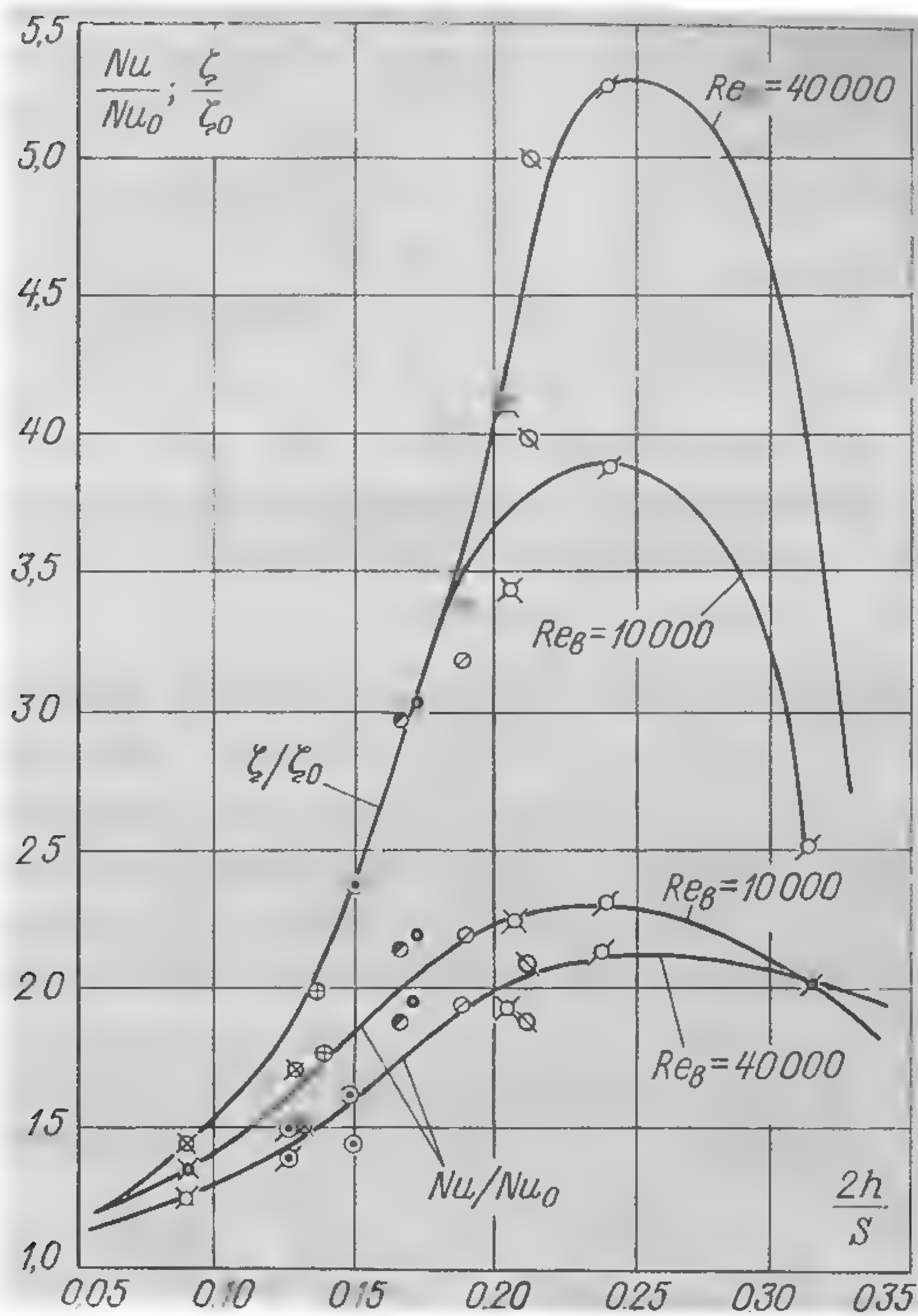


Рис. 8.7. Теплогидравлическое сопоставление труб типа конфузор–диффузор Обозначения точек те же, что в табл. 8.1.

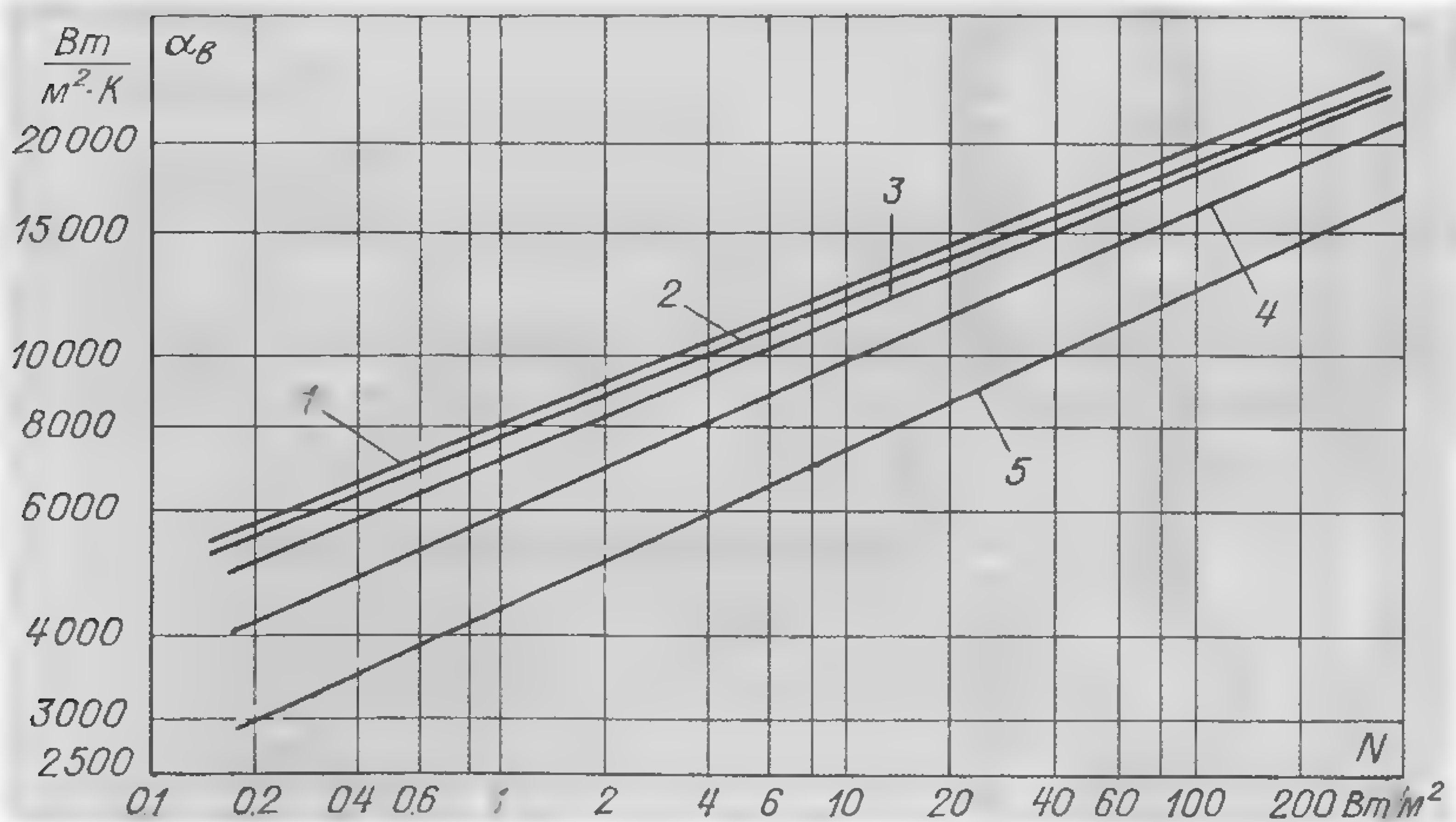


Рис. 8.8. Энергетическое сравнение труб типа конфузор–диффузор

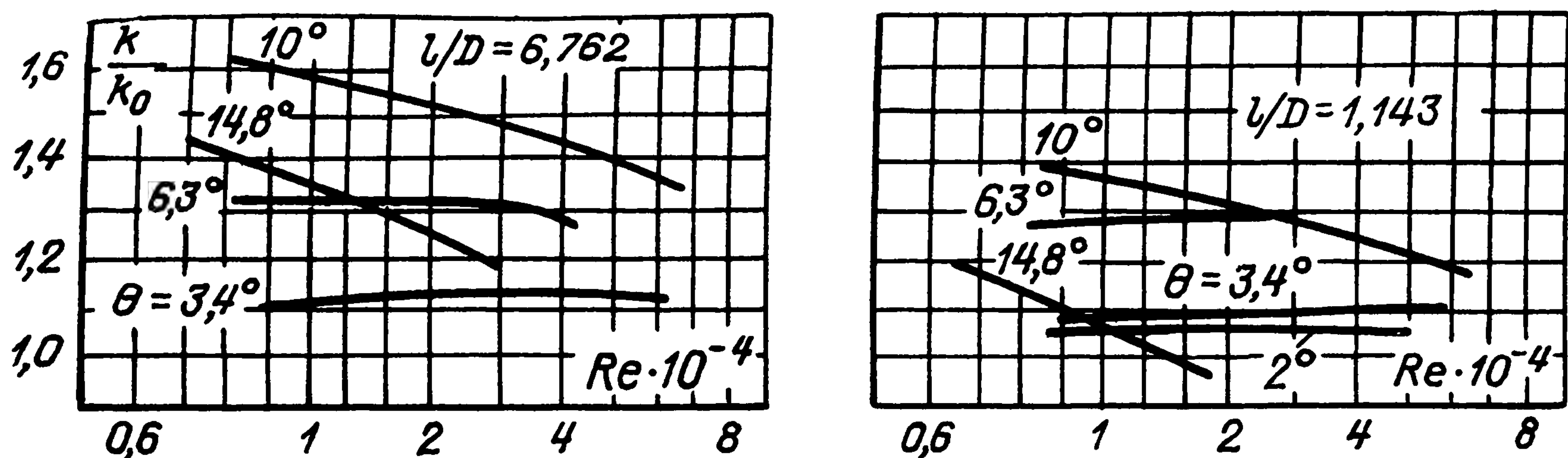


Рис. 8.9. Эффективность труб типа конфузор–диффузор по данным [52]
Сравнение проводится при равных потерях на сопротивление; θ – угол раскрытия конфузора и диффузора

для охлаждения деталей газовых турбин и в других областях техники. Исследования структуры потока в таких системах показали существование парновихревых структур, которые генерируются в слоях смешения струи в виде вихревых шнуров и далее разрушаются вследствие своей нестабильности, принимая синусоидальную форму. Все это способствует интенсификации теплообмена, как показано в работах Е. П. Дыбана, А. И. Мазура и др. [25].

Актуально стоит вопрос о широком внедрении указанного метода в различные отрасли техники, и в частности конструирование на этом принципе различных теплообменников (рис. 8.10).

Примером такой конструкции являются также разработанные в ЦКТИ трубы с перфорированными спиральными вставками, когда в отверстиях формируется система микроструй. Эффективность такой системы показана на рис. 8.4. В данном случае струи направлены параллельно поверхности и эффект получился небольшим.

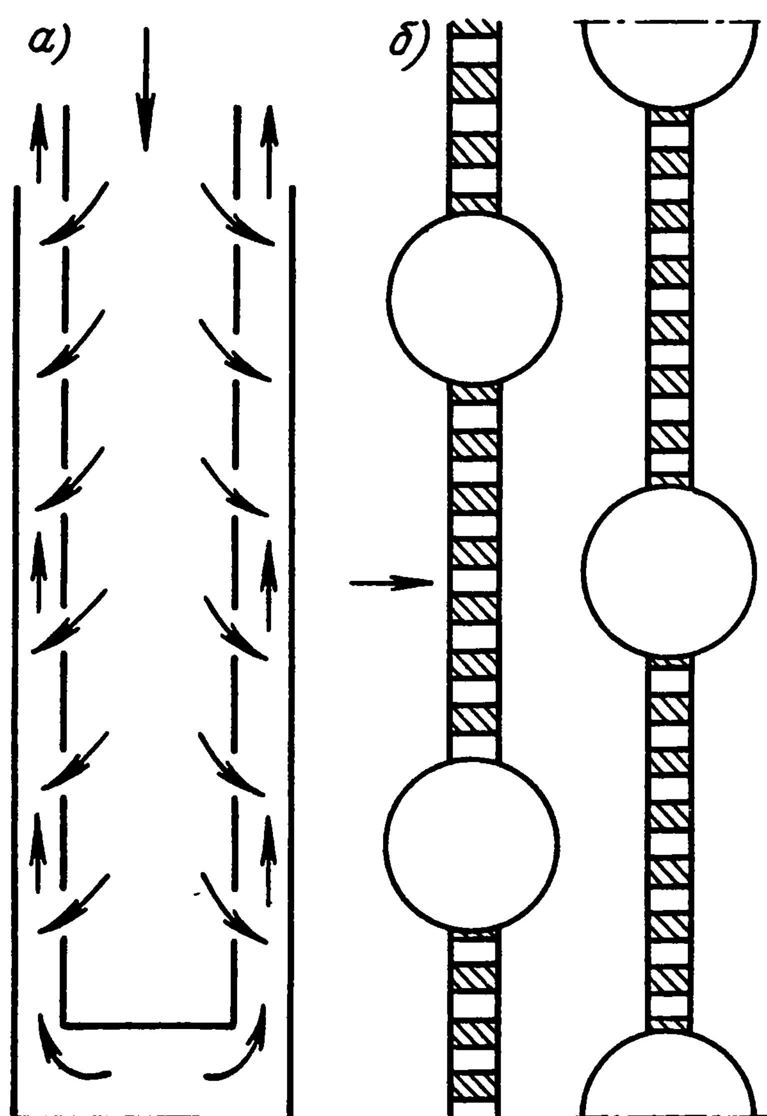


Рис. 8.10. Примеры труб со струйным обтеканием: *а* – кольцевой канал с перфорацией; *б* – мембранные трубы

Заметная интенсификация теплообмена в трубчатых аппаратах происходит при повышении давления в газах и уменьшении диаметра каналов теплообменников.

8.4. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОТОКАХ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

В этих случаях следует целенаправленно использовать лучистую составляющую теплообмена, для чего применить, например, лучисто-конвективные плоские вставки, разработанные в ЦКТИ (рис. 8.11), представляющие собой аэродинамические шнеки (в отличие от механических шнеков из скрученной ленты). Такие вставки состоят из системы скошенных конфузоров и диффузоров, при обтекании которых поток отбрасывается ребрами к стенкам и закручивается, образуя два вихря, разделенных вставкой. В областях примыкания друг к другу диффузоров и конфузоров вследствие различного давления образуются перетекания, также интенсифицирующие теплообмен. Конвективная составляющая при этом при $\mathrm{Re} = 10^4$ увеличивается в два раза и дополнительно за счет лучистой составляющей теплообмен увеличивается в 1,3–1,4 раза.

На рис. 8.12 показаны данные (полученные автором и П. Г. Быстровым) по теплообмену труб с такими вставками в низкотемпературном потоке (без учета лучистой составляющей). Система уравнений, позволяющая учесть лучистую составляющую, имеет вид

$$q_{\text{изл}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{F_1}{F_2}\left(\frac{1}{\epsilon_1} - 1\right)} \sigma_0 \left[\left(\frac{T_{\text{в.с}}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{\text{ст}}}{100}\right)^4\right] \frac{F_1}{F_2};$$

$$q_{\text{изл}} = \alpha' [t_{\text{ст}} - (t_{\text{ст}} + \Delta t_{\text{загр}})];$$

$$q_{\text{к}} = 0{,}85\, q'_{\text{к}};$$

$$\mathrm{Nu}' = 0{,}038\, \mathrm{Re}^{0,8};$$

$$\mathrm{Nu}'' = 0{,}137 \mathrm{Re}^{0,66};$$

здесь Nu'' – теплоотдача трубы со вставкой; Nu' – теплоотдача волнистой вставки.

В высокотемпературном потоке вставки, принимая температуру, промежуточную между стенкой и средой, отдают радиацией теплоту

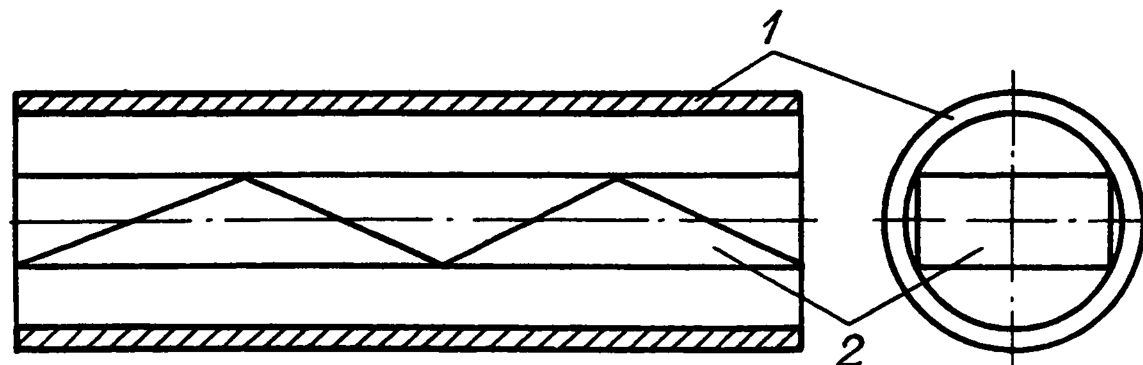


Рис. 8.11. Трубы с плоскими лучисто-конвективными вставками
1 – труба; *2* – гофрированная вставка

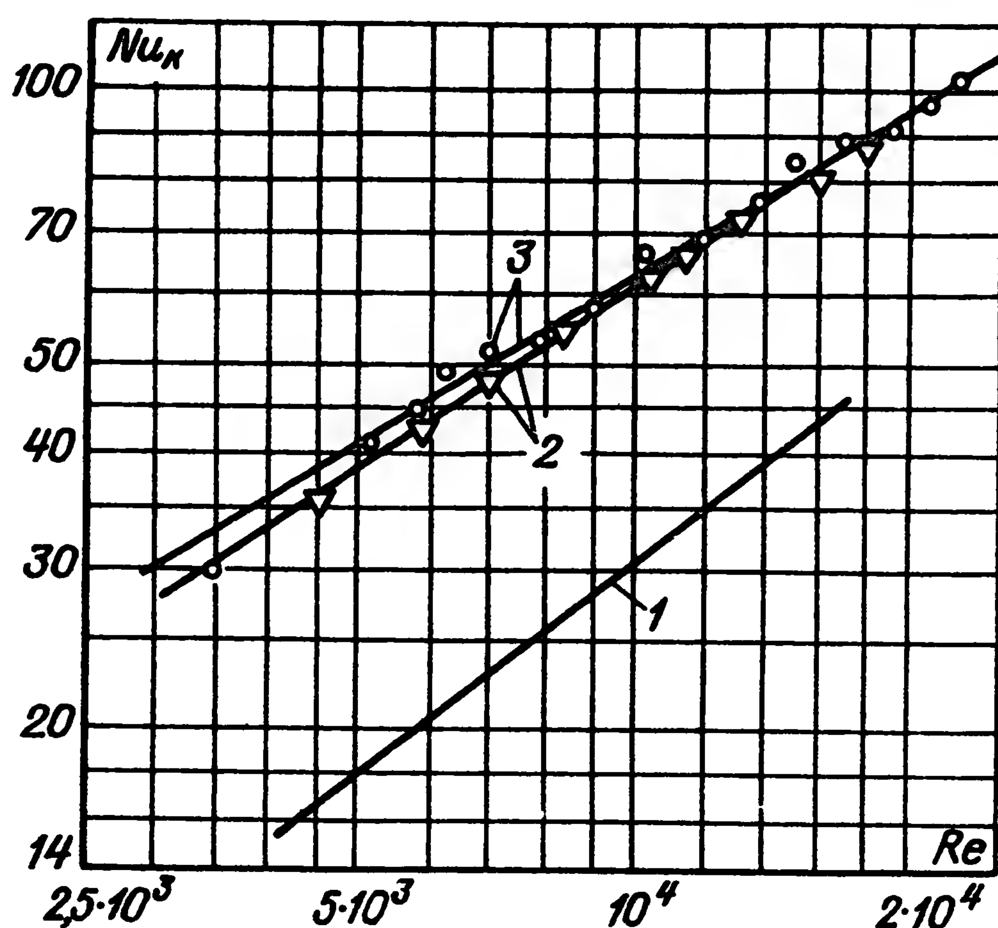


Рис. 8.12. Теплообмен в трубах с плоскими лучисто-конвективными вставками
1 – гладкая труба; *2* – волнистая вставка; *3* – шнек

более холодным стенкам. При нагревании потока (стенки более нагреты, чем поток) вставки, нагреваясь за счет радиации, отдают теплоту воздуху.

Расчеты по указанным уравнениям производились для следующих условий: $t'_г = 386\,°C$; $t''_г = 150\,°C$; $t'_в = 50\,°C$; $t''_в = 350\,°C$; $\bar{t}_г = 268\,°C$; $\bar{t}_в = 200\,°C$. Для таких условий изменение параметра И для труб со вставками показано на рис. 8.15. Здесь кривая *1* соответствует трубе с волнистой вставкой, а кривая *2* – трубе с плоской гладкой вставкой. Степень черноты таких вставок за счет пленки окислов высока ($\epsilon = 0{,}9$).

Для интенсификации теплообмена в трубных пучках в НПО ЦКТИ разработаны также лучисто-конвективные плоские и волнистые экраны (рис. 8.14). Для коридорных пучков применяются плоские экраны,

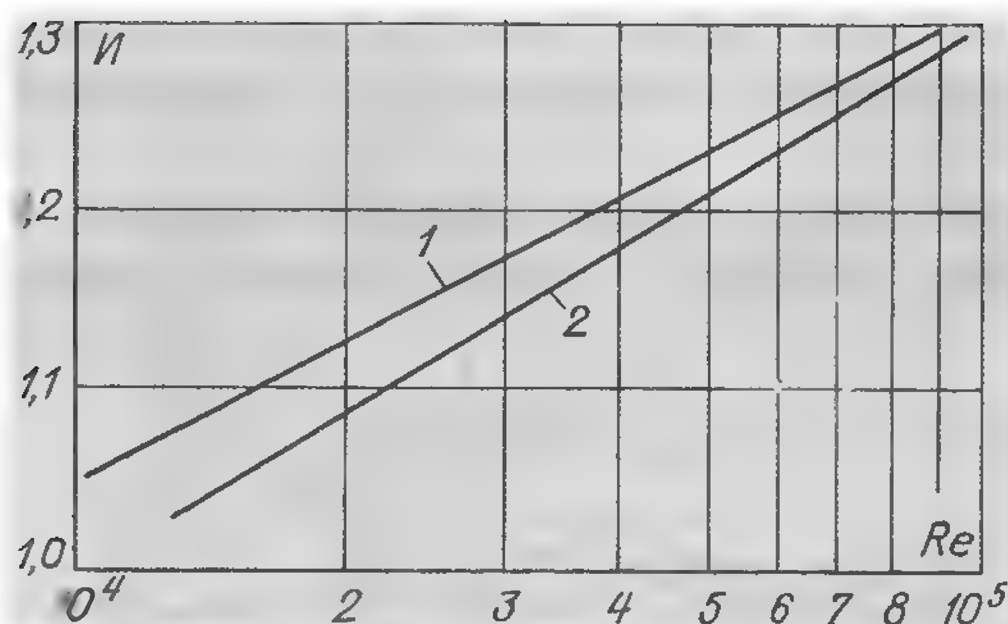


Рис. 8.13. Эффективность шероховатых пучков труб
1 – трубы с насечкой; *2* – трубы с сетками

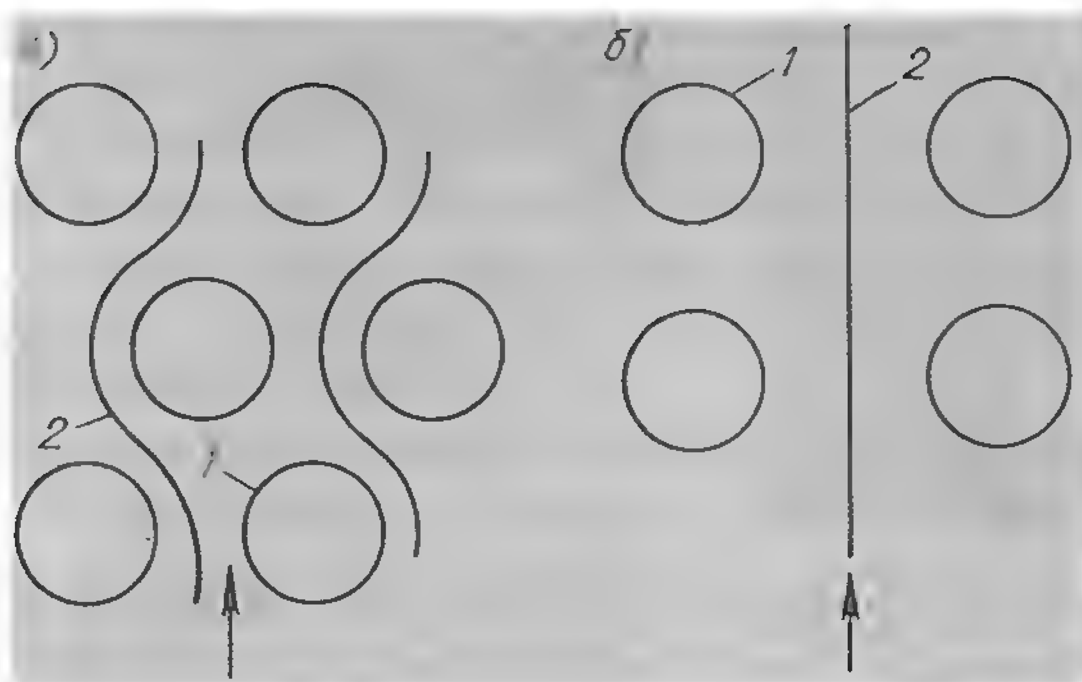


Рис. 8.14. Лучистые экраны для пучков труб

а для шахматных – волнистые. Для дистанционирования в экранах выпрессовываются специальные ограничительные элементы в виде скобок. Как показывают расчеты и опытные данные, указанные экраны повышают теплообмен на 30%.

В работе [94] для подобных целей используются скрученные крестообразные ленты, установленные в круглых трубах. В [94] отмечается также, что радиационные пластины подавляют вибрацию труб, и показано, что при Re = 2500 ÷ 8000 и t_1 = 100 ÷ 800 °C за счет радиации теплосъем увеличивается на 10–80%. Таким образом, радиационные вставки являются эффективным средством интенсификации теплообмена в высокотемпературных теплообменниках.

8.5. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ТРУБНЫХ ПУЧКАХ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОМЫВАНИИ

Заметная интенсификация теплообмена в пучках труб происходит при создании искусственной шероховатости. По данным Жукаускаса и Антуфьева δ/d = 0,01. При диаметре труб 30–50 мм в потоках жидкости с большой вязкостью целесообразно применять при плотной компоновке шероховатость с высотой выступа h = 0,4 ÷ 0,8 мм, а в потоке воздуха h = 0,8 ÷ 2 мм. При этом теплосъем увеличивается на 30–50%, а параметр И = 1,2 ÷ 1,4. На рис. 8.13 показаны данные ЦКТИ для шахматных пучков $\bar{s}_1 = \bar{s}_2$ = 1,5. Шероховатость создавалась с помощью сеток, охватывающих трубы, а также специальной насечки, создающей треугольные выступы. Прирост теплообмена отнесен к полной поверхности; как видно из графиков, он относительно невелик (15–25%) и увеличивается с ростом числа Re. Таким образом, в поперечно обтекаемых пучках искусственная шероховатость менее эффективна, чем в трубах и каналах. Указанный факт объясняется тем, что в корневой высокотурбулизированной области шероховатость нерациональна, а в лобовой части труб толщина пограничного слоя изменяется по ходу

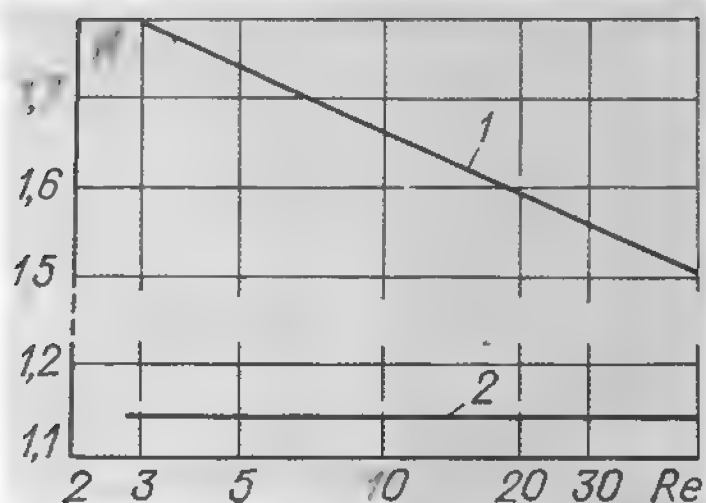


Рис. 8.15. Энергетическая эффективность труб с плоскими лучисто-конвективными вставками
1 – волнистая вставка; *2* – прямая плоская вставка

потока и выступы постоянной высоты не обеспечивают оптимальных условий интенсификации, а изготовление выступов переменных высоты нетехнологично. Исследование оребренных пучков с нанесенной на ребра искусственной шероховатостью проводилось В. Ф. Юдиным [93]. Эти исследования показали, что при равных потерях эффекта от шероховатости для стальных ребер промышленной поставки практически нет, для ребер же из цветных металлов повышение теплообмена достигает 40–50%.

Как известно, шахматное расположение труб в пучке характеризуется более высоким теплообменом и более высоким отношением теплосъема к гидравлическим потерям (в среднем на 10%), чем коридорное. Исследования, проведенные В. И. Евенко и А. К. Анисиным [27], показали, что шахматное расположение труб не является оптимальным и при угле атаки $\beta = 20 \div 30\%$ (или при повороте шахматной ячейки на этот угол по отношению к потоку) теплосъем при равных потерях увеличивается на 12%. Таким образом, наиболее эффективной оказалась смешанная компоновка труб в пучке.

Существенная интенсификация теплообмена достигается при применении так называемых сетчатых пучков, как это следует из работ Ф. П. Казакевича, А. В. Чередниченко, В. А. Локшина [49] и автора. При применении таких пучков в потоке возникает трехмерная неравномерность, что увеличивает суммарную энергию турбулентности и способствует интенсификации теплообмена и снижению гидравлического сопротивления за счет затягивания отрыва (своего рода кризис обтекания). Для шахматных пучков в среднем прирост теплообмена составил 16%, а снижение гидравлического сопротивления 20–25%. Наибольший выигрыш в теплоотдаче (22%) с одновременным снижением гидравлических потерь на 25% получен для пучков с широким шагом. Для коридорных сетчатых пучков прирост в теплосъеме и снижение гидравлических потерь примерно того же порядка. Недостаток такой конструкции – это компоновочные трудности, связанные с подачей газа с двух сторон теплообменника.

Интенсификация теплообмена в пучках труб происходит путем замены круглых труб плоскими витыми в соответствии с предложением сотрудников МАИ Дзюбенко, Дрейцера и др. [22]. В таких трубах поток закручивается и теплообмен повышается. При продольном наружном обтекании таких пучков вследствие интенсивного перемешивания теплообмен также значительно возрастает. В итоге масса и объем теплообмен-

ника уменьшаются на 25–50% по сравнению с гладкотрубным вариантом. Недостатком такой конструкции является существенное усложнение технологии изготовления, трудности с внутритрубной очисткой и ограничения по давлению среды. По мнению авторов предложения, такие теплообменники особенно эффективны в системах очистки сточных вод и газовых выбросов в атмосферу, где они используются для охлаждения горячих загрязненных сред.

При продольном обтекании пучков для интенсификации теплообмена целесообразно применять те же методы, что и для течения в трубах (искусственная шероховатость, поперечные выступы, канавки, различная накатка). Эффективность этих методов для широких пучков примерно такая же, как и при течении в трубах.

8.6. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

В связи с тем что теплоотдача при капельной конденсации существенно выше, чем при пленочной, целесообразно применять гидрофобные покрытия для труб, обеспечивающие переход пленочного процесса конденсации в капельный. В настоящее время НПО ЦКТИ совместно с ЛТИ имени Ленсовета разработало такое покрытие на кремнийорганической основе, толщиной 7–10 мкм, обеспечивающее стабильное повышение коэффициента теплопередачи опытного конденсатора на 10% в течение 1000 ч эксплуатации. Относительно небольшой эффект связан с низкой теплопроводностью покрытия.

В последнее время проведены обширные исследования с целью использования эффекта поверхностного натяжения для интенсификации теплообмена при пленочной конденсации пара (Рифферт, Солодов, Исаченко, Бабенко, Левитан, Калинин [34]). С этой целью применяются мелкоребристые трубы, трубы с накаткой и волнистые трубы. В результате действия сил поверхностного натяжения давление в пленке на гребне выступа, ребра или волны повышается, а во впадине понижается. Вследствие перетеканий от ребра к впадине толщина на выступе уменьшается и теплоотдача увеличивается. Как показывают расчеты и эксперименты японских авторов Мори, Хыдзиката и др., повышение теплообмена для мелкоребристых вертикальных труб достигает десятикратного и коэффициент теплоотдачи близок к таковому при капельной конденсации. Такие результаты получены, в частности, для медной трубы с ребрами высотой 0,87 мм, расположенными с шагом 0,5 мм, и сбросными дисками для удаления конденсата, установленными с промежутками 50 мм.

Для рассматриваемых условий эффективны трубы с накаткой, которые обеспечивают интенсификацию теплообмена как со стороны конденсирующего пара (снаружи), так и со стороны второго теплоносителя (изнутри). Для этих целей применяются трубы с кольцевой, спиральной и трехмерной накаткой. Теплообмен со стороны пара на горизонтальных трубах в конденсаторе увеличивается в этом случае в 1,25–1,3 раза (в за-

висимости от параметров накатки). Расчет теплообмена для горизонтальной волнистой трубы при ламинарном течении пленки в постановке Нуссельта был выполнен в НПО ЦКТИ В. Е. Карякиным, В. К. Мигаем и В. С. Прохоренко. При выбранных условиях силы тяжести и силы поверхностного натяжения соизмеримы. В соответствии с системой координат s, n, φ компоненты скорости обозначены u_s, u_n, u_φ.

Уравнения движения, граничные условия, оценка членов и результаты численных расчетов кратко приведены ниже. Масштабы:

$$\Delta = \sqrt[4]{\frac{\mu\lambda(T_\infty - T_W)R_0}{\rho^2 rg}}; \quad U = \rho g\Delta^2/\mu; \quad \Delta/R_0 \ll 1;$$

$$F = \frac{U^2}{gR_0} \ll 1.$$

Уравнения движения пленки:

$$\partial p/\partial s = -\rho g R'_s \cos\varphi + \mu\partial^2 u_s/\partial n^2;$$

$$R^{-1}\partial p/\partial\varphi = \rho g\sin\varphi + \mu\partial^2 u_\varphi/\partial n^2;$$

$$\partial p/\partial n = 0;$$

$$\lambda\partial^2 T/\partial n^2 = 0;$$

$$\partial(Ru_s)/\partial s + R\partial u_n/\partial n + \partial u_\varphi/\partial\varphi = 0.$$

Граничные условия:

$$u_s = u_n = u_\varphi = 0; \quad T = T_{\text{ст}} \text{ при } n = 0;$$

$$T = T_\infty; \quad \partial u_s/\partial n = \partial u_\varphi/\partial n = 0 \text{ при } n = h;$$

$$\lambda(\partial T/\partial n) + \rho r\left(u_n - \frac{u_s\partial h}{\partial s} - \frac{u_\varphi}{R}\frac{\partial h}{\partial\varphi}\right) = 0.$$

Давление в пленке:

$$p = p_\infty + p_\sigma = p_\infty + \sigma(1/R_1 + 1/R_2)$$

при

$$p = p_\infty + \sigma\Big\{\sqrt{1 - R_s'^2}/R - R''_{s^2}/\sqrt{1 - R_s'^2} - h''_{\varphi^2}/R -$$

$$- h''_{s^2} - h'_s R'_s/R - h\left[(1 - R_s'^2)/R^2 + R''_{s^2}/(1 - R_s'^2)\right]\Big\}.$$

Основное уравнение движения пленки

$$[(\rho g\sin\varphi - R^{-1}p'_\varphi)h^3]'_\varphi - [(\rho g R'_s\cos\varphi + p'_s)Rh^3]'_s =$$

$$= 3\mu\lambda R(T_\infty - T_{\text{ст}})/(\rho r h).$$

Безразмерные величины: $\bar{R} = R/R_0$; $\bar{s} = s/l$; $\bar{h} = h/\Delta$; $\bar{p} = (p - p_\infty) : (\sigma/R_0)$; $2\pi l$ – период волнистости.

Безразмерные уравнения:

$$\left\{[\sin\varphi - n_{R_0}/(Rp'_\varphi)]h^3\right\}'_\varphi - [(\omega^2 R'_s\cos\varphi + w\rho\mathrm{Pr}')Rh^3]'_s = 3R/h;$$

$$p = \sqrt{1 - \omega^2 R_s'^2}/R - \omega^2 R_s''/\sqrt{1 - \omega^2 R_s'^2} - (\Delta/R_0)\,[h_{\varphi^2}''/R^2 +$$

$$+ \omega^2 h_{s^2}'' + \omega^2 h_s' R_s'/R + h\,(1 - \omega^2 R_s'^2)/R^2 + \omega^4 R_{s^2}''^2/(1 - \omega^2 R_s'^2)]\,;$$

здесь $\omega = R_0/l$ – частота волнистости; $w_{R_0} = \sigma/(\rho g R_0^2)$; $\mathrm{We} = \sigma/(\rho g l^2)$ – число Вебера.

Оценка членов:

$R = 0(1)$; $R_s' = 0(\epsilon)$; $R_{s^2}'' = 0(\epsilon)$; $\epsilon\omega < 1$; $\epsilon \ll 1$;

$\Delta/R_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$; $w_{R_0} \approx 6 \cdot 10^{-2}$ ($R_0 = 1$ см; $T_\infty - T_{\text{ст}} = 10\,°\text{C}$;

$p_{\infty\text{изб}} = 1$ ат); $\Delta/R_0 \ll 1$; $w_{R_0} \ll 1$.

Основное уравнение для численного расчета

$$(\sin\varphi\, h^3)_\varphi' - [(\omega^2 R_s' \cos\varphi + \mathrm{We}\, p_s')Rh^3]_s' = 3R/h\,;$$

при этом

$$p = \sqrt{1 - \omega^2 R_s'^2}/R - \omega^2 R_{s^2}''/\sqrt{1 - \omega^2 R_s'^2} - (\Delta/R_0)\,[\omega^2 h_{s^2}'' +$$

$$+ \omega^2 n_s' R_s'/R] + h\,[(1 - \omega^2 R_s'^2)/R^2 + \omega^4 R_{s^2}''^2/(1 - \omega^2 R_s'^2)]\,.$$

Граничные условия (симметричный профиль)

$h_s'|_{s=0} = h_{s^3}'''|_{s=0} = h_s'|_{s=\pi} = h_{s^3}'''|_{s=\pi} = 0$; $h|_{\varphi \to 0}$ ограничено.

Упрощение при $\Delta/R_0 \ll \epsilon$

$$(\sin\varphi\, h^3)_\varphi' - [(\omega^2 R_s' \cos\varphi + \mathrm{We}\, p_s')Rh^3)_s'] = 3R/h\,;$$

при этом

$$p = \sqrt{1 - \omega^3 R_s'^2}/R - \omega^2 R_{s^2}''/\sqrt{1 - \omega^2 R_s'^2}\,.$$

Численные расчеты:

1. Синусоидальная труба

$$R(x) = R_0\,(1 + \epsilon \cos(x/l))\,.$$

2. Труба произвольного профиля

$$R(x) = a + bx^2 + cx^4 + dx^6 + lx^8\,;$$

$R(0) = R_0 = 12{,}55$ мм; $R(\pi l) = R_l = 11{,}3$ мм; $R'(\pi l) = 0$;

$R''(0) = -1/\rho_0$; $R''(\pi l) = 1/\rho_l$; $\rho_0 = 6{,}8$ мм; $\rho_l = 1$ мм; $\pi l = 4$ мм.

На рис. 8.16 для $\epsilon = 0{,}1$ и $\epsilon = 0{,}2$ и различных значений ω^2 приводятся зависимости α/α_0 от We, где $\alpha_0 = 0{,}612\lambda/(\pi^2\Delta)$ – коэффициент теплообмена гладкой трубы. Видно, что волнистые трубы повышают интенсивность теплообмена в указанной области изменения параметров вплоть до троекратной. Частично рост теплообмена происходит за счет увеличения площади теплообразующей поверхности (например, для $\omega^2 = 50$ и $\epsilon = 0{,}2$ площадь увеличивается на 39%). Однако основную роль играет утонение пленки конденсата.

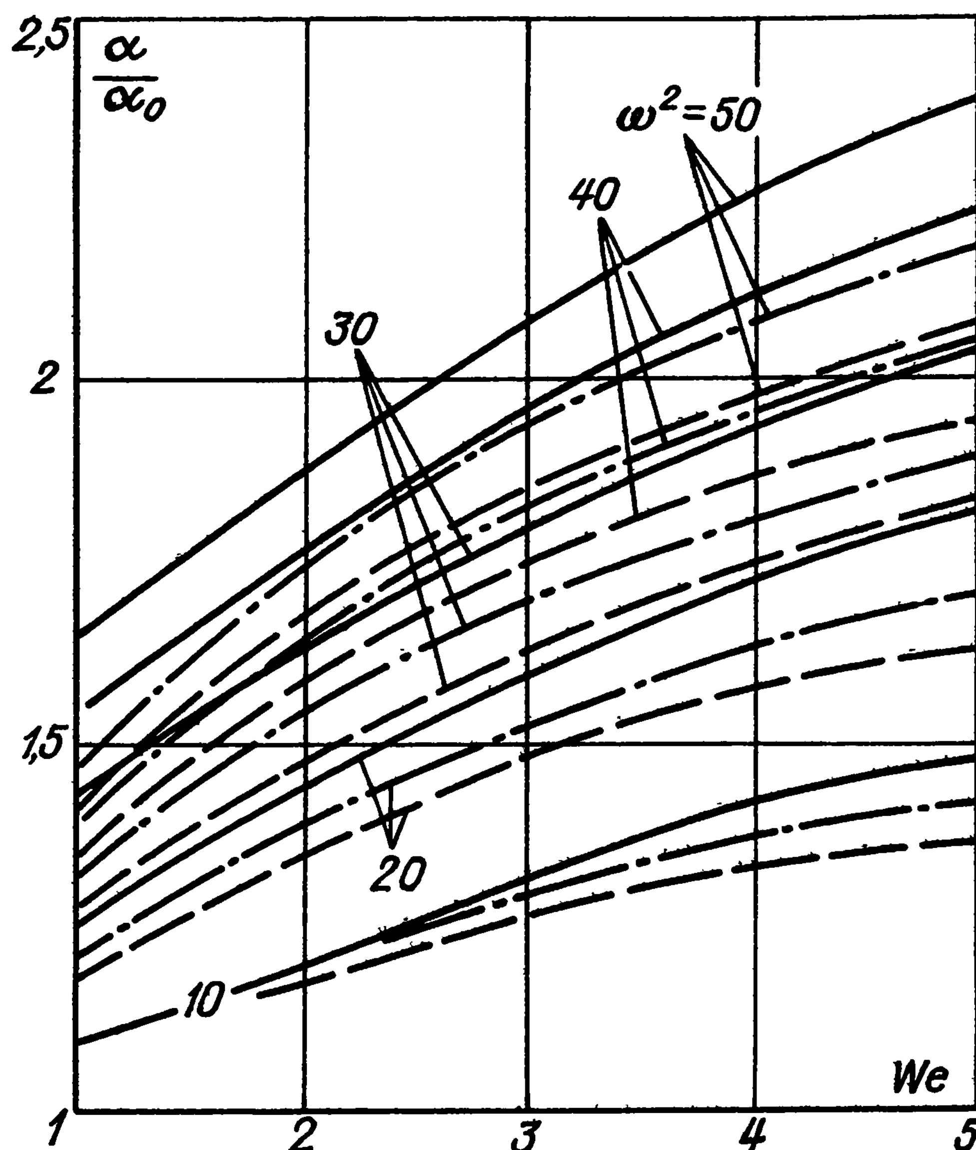


Рис. 8.16. Эффективность волнистых труб
—— $\Delta/L = 0$; –·–$\Delta/L = 2\cdot10^{-3}$; – – – $\Delta/L = 10^{-2}$

Были выполнены также расчеты теплообмена для волнистой трубы несинусоидального профиля, экспериментально исследованной в [61]. Радиус трубы на полупериоде волнистости аппроксимировался многочленом $R(x) = a + bx^2 + cx^4 + dx^6 + ex^8$, коэффициенты которого находились из условий

$$R(0) = R_0;\quad R''(0) = -1/\rho_0;\quad R(\pi, l) = R_l;\quad R'(\pi, l) = 0;$$
$$R''(\pi, l) = 1/\rho_0.$$

Здесь R_0, R_l – максимальный и минимальный радиусы трубы; ρ_0, ρ_l – соответствующие радиусы кривизны продольного сечения.

Значения параметров выбирались в соответствии с [61]:

$$R_0 = 12{,}55;\quad R_l = 11{,}3;\quad \rho_0 = 6{,}8;\quad \rho_l = 1;\quad \pi l = 4.$$

Расчеты, выполненные для перепада температуры $T_\infty - T_{\text{ст}} = 10°$ ($\Delta/L = 2{,}7\cdot10^{-3}$), дали увеличение теплового потока $\alpha/\alpha_0 = 1{,}72$, что превышает экспериментальные результаты всего лишь на 4%. Если поверхность трубы заменить синусоидальной с тем же периодом и амплитудой волнистости ($\omega^2 = 87{,}72$; We $= 3{,}7$; $\epsilon = 0{,}052$), то получим увеличение теплового потока в 1,96 раза. Некоторое отличие результатов для синусоидальной и несинусоидальной труб связано в данном случае с немонотонностью кривизны поверхности трубы, что приводит к утолщению слоя конденсата на выступах.

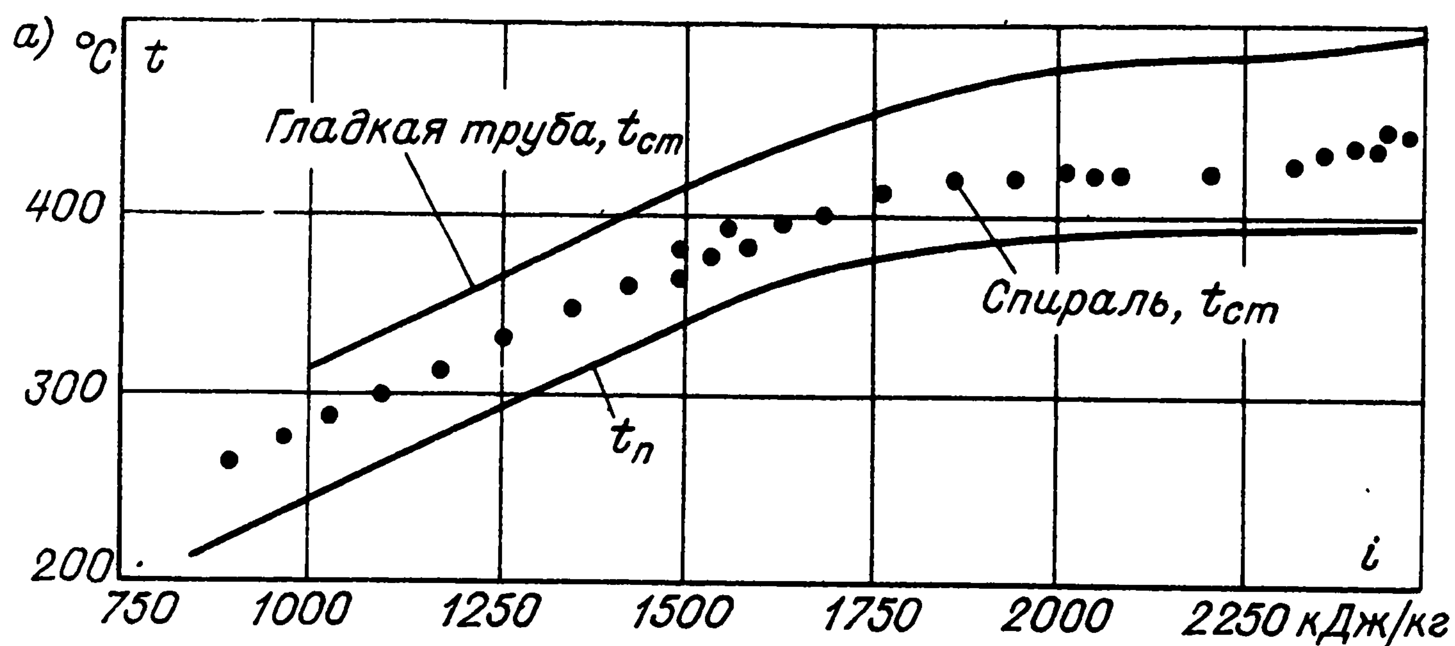
При применении пучков из таких труб возникает захлебывание, связанное с необходимостью удаления конденсата, и эффект повышения теплообмена снижается.

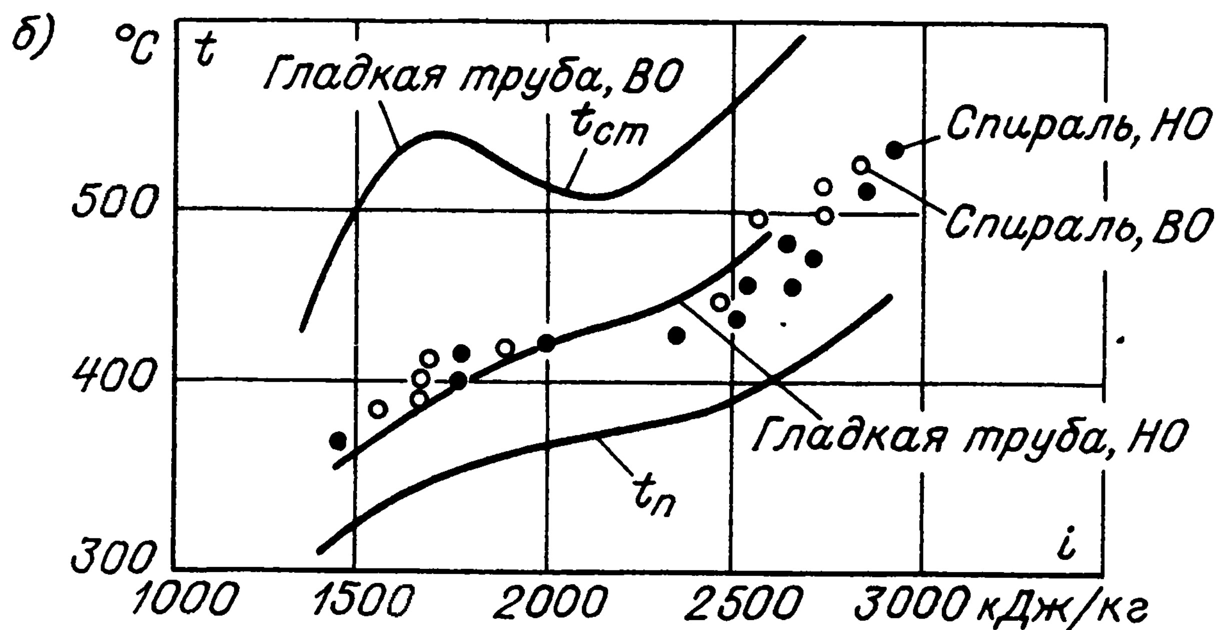
В последнее время для интенсификации процесса стоками пленки в горизонтальных пучках применяются трубы с небольшим наклоном (3–5° к горизонту). При этом коэффициент теплопередачи пучка увеличивается на 10%. Указанный метод реализуется в промышленных аппаратах.

8.7. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ ТРУБАХ

Для надежной работы и предупреждения кризисов теплообмена в парогенерирующих трубах целесообразно применять закрутку двухфазного потока, в результате чего под действием центробежных сил жидкость вытесняет паровую фазу от стенки в ядро потока, обеспечивая непрерывное интенсивное охлаждение стенки, предотвращая кризис теплообмена и связанный с ним опасный перегрев металла труб. С этой целью эффективны спиральные пристеночные вставки ЦКТИ в гладких трубах и трубы с внутренним спиральным оребрением. Оптимальные размеры интенсификаторов $h/D = 0{,}2$; $H/D = 5$. Оптимальные параметры многозаходного спирального оребрения $h/D = 0{,}05 \div 0{,}04$; $d/D = 0{,}9$. Ширина выступа $l/h = 3 \div 4$. Число заходов 8–12, угол наклона спирали $\alpha = 20°$. Практически такое оребрение является спиральными интенсификаторами с обтекаемыми выступами, причем гидравлическое сопротивление повышается незначительно ($\zeta/\zeta_0 = 1{,}5 \div 1{,}7$).

На рис. 8.17 показаны графики (по данным ЦКТИ), иллюстрирующие изменение температурного режима в вертикальных и горизонтальных трубах по докритическому и закритическому давлению при установке пристенных спиральных интенсификаторов НПО ЦКТИ. Кроме суммарного теплосъема (параметр И = 1,4) закрутка потока существенно улучшает температурный режим труб, резко уменьшая расслоение температуры по верхней и нижней образующей, и сдвигает начало кризиса кипения в сторону больших x. Аналогичные результаты получены и для труб с внутренним спиральным оребрением. Для таких труб (по данным ЦКТИ) ухудшение теплообмена при сверхкритическом давлении наступает при значениях $[q/(w\gamma)] \cdot 10^{-3}$ не менее 1,3 (вместо 0,7 для гладких труб). При докритическом давлении граничные паросодержания достигают 0,8–0,95. Такие трубы нашли широкое применение в экранных системах котлов мощностью 500–700 МВт, выпускаемых в США, Японии и ФРГ применительно к барабанным котлам с естественной и принудительной циркуляцией. В США они применены также в газомазутном прямоточном котле мощностью 150 МВт. Перспективно применение труб с внутренним оребрением также при работе котлов на скользящем давлении в диапазоне нагрузок 35–100%. Закрутка потока в трубах приводит к более равномерному распределению загрязнений по периметру





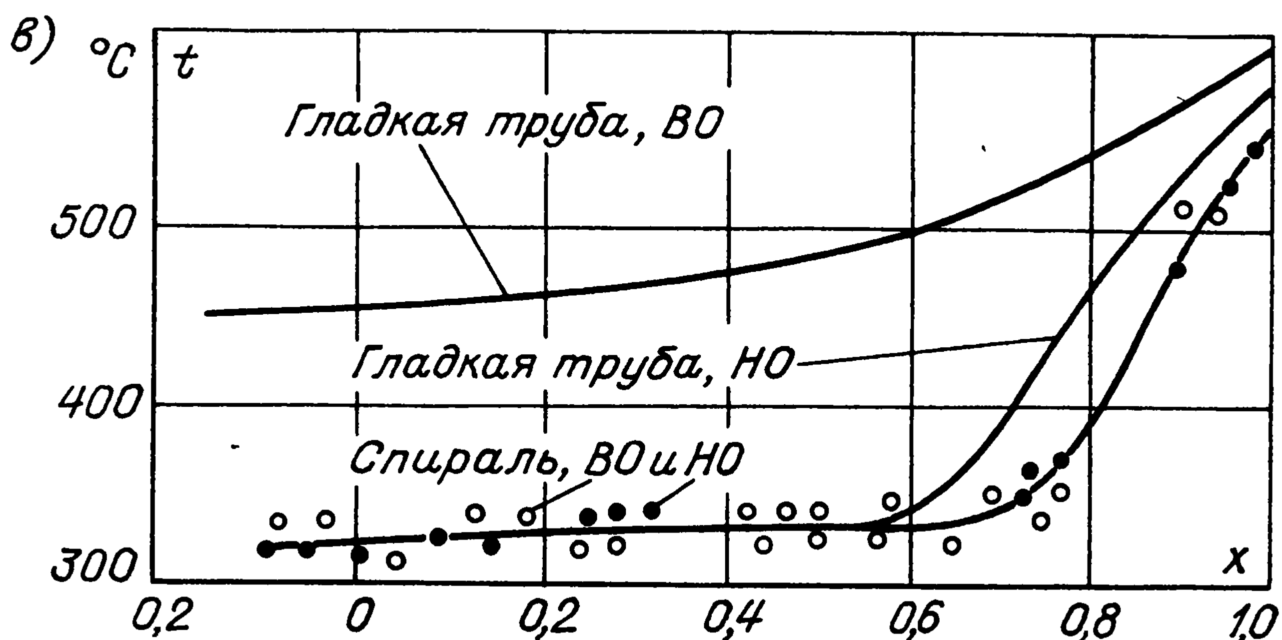


Рис. 8.17. Температурный режим в трубах со спиральными вставками в двухфазном потоке:

а – закритическое давление, вертикальная труба
ρw = 1500 Н/(м^2 · с); q = 1160 кВт/м^2; p = 24,5 МПа; d = 18 мм; s/d = 5,4; h/d = 0,2

б – закритическое давление, горизонтальная труба
ρw = 500 Н/(м^2 · с); q = 600 кВт/м^2; p = 23,6 МПа;

в – докритическое давление,
ρw = 2500 Н/(м^2 · с); p = 13,5 МПа; d = 14,35 мм; $t_{ст}$ – температура стенки; $t_п$ – температура потока; *ВО* – верхняя образующая трубы; *НО* – нижняя образующая

труб и уменьшению локальной толщины загрязнений по сравнению с гладкими трубами. Уменьшая опасность аварийных остановок блоков, указанные трубы обеспечивают значительный экономический эффект. Целе-

сообразно ставить эти трубы для газовых котлов при $p > 150$ атм, $q = (200 \div 250) \cdot 10^3$, а для мазута $q = (500 \div 550) \cdot 10^3$, $\rho w = 1000 \div 1100$.

Как показали опыты Калинина и др. [38], эффективным методом интенсификации теплообмена при пленочном режиме кипения в каналах является применение труб с кольцевой накаткой, в которых искусственная турбулизация потока распространяется на паровую фазу, способствует принудительному орошению стенки и уменьшению термической неравномерности.

8.8. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ЗА СЧЕТ АКУСТИЧЕСКИХ, ПУЛЬСАЦИОННЫХ, МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Указанные методы обычно относят к числу активных методов интенсификации теплообмена. Перечисленные методы исследовались применительно к естественной и вынужденной конвекции однофазной жидкости, а также при кипении и конденсации.

Электрическое поле позволяет значительно интенсифицировать теплообмен при кипении (в 2–3 раза) и увеличить критические тепловые нагрузки (работы Дьякова, Усманова, Маркельса, Дурфи и др.). Установлено, что электрическое поле ускоряет паровые пузыри и разрушает пленочный режим кипения, заменяя его пузырьковым. Вибрация, как это следует из работы Коваленко, оказывает слабое влияние на процесс кипения и не является практическим способом интенсификации теплообмена.

Влияние вибрации поверхности на процесс конденсации, как это следует из работы Хаугхея, невелико (увеличение α на 20%), и применение этого метода для интенсификации теплообмена экономически нецелесообразно. Наложение электрического поля существенно (в 3–6 раз) интенсифицирует теплообмен при конденсации пара (работы Жебровского, Миллера, Замкевича и др. [9]). При этом электростатическое поле уменьшает силу поверхностного натяжения, в результате чего радиус капель конденсата, стекающего с трубки, уменьшается. На поверхности пленки создается заряд, который развивает внутреннее электростатическое давление, что приводит к дополнительной неустойчивости пленки.

Наложение электрического поля на вынужденное движение диэлектрической однофазной жидкости приводит к заметному росту числа Nu [51] (Nu/Nu_0) = 1,5 по данным Фальковского для ламинарного потока). Наложение акустического поля существенно интенсифицирует теплообмен, как это следует из работ Накорякова, Бурдукова, Лебедева, Покровского, Срунда, Леунга и др. [15]. При поперечном обтекании цилиндра $Re = 3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$, а $Nu/Nu_0 = 1,4$. Теплообмен увеличивается и при течении в трубах. Эти эффекты используются для интенсификации процессов в химической технологии, горении и газификации. Еще больше влияние звуковых колебаний на процесс свободной конвекции.

По данным М. Хурояки при свободной конвекции около вертикальных плоских пластин наложение звукового поля интенсивностью 120–

145 дБ в случае резонанса обеспечило увеличение локальной теплоотдачи в 3 раза.

Влияние вибрации поверхности нагрева и колебаний однофазной жидкости исследовались в работах Галицейского, Рыжова, Якуша, Жукаускаса, Косьминского [15] и др. Наибольший интерес представляет, естественно, влияние указанных факторов при турбулентном режиме. Турбулентные пульсации, частоты которых близки к частоте вынужденных колебаний, могут возбуждаться, тогда как турбулентные пульсации с другой частотой, наоборот, могут подавляться под действием вынужденных колебаний. Для низкочастотных вынужденных колебаний 1–3 Гц при $Re = 10^4$ и течении воды в длинных трубах зарегистрировано $Nu/Nu_0 = 1,4 \div 1,6$. С ростом числа Re эффект падает и при $Re = 10^5$ пропадает. Аналогичные эффекты увеличения интенсивности теплообмена при турбулентном режиме течения наблюдаются и в случае вибрации поверхности теплообменного аппарата.

При высокочастотных колебаниях воздуха в трубах и каналах ($f = 400 \div 500$ Гц) $Re = 10^4$, $Nu/Nu_0 = 1,4$. Для $Re = 10^3$ $Nu/Nu_0 = 2,4$. При резонансных колебаниях газа в трубах максимальный рост локальной теплоотдачи достигает величины $Nu/Nu_0 = 2$, а средняя теплоотдача повышается в 1,6 раза при амплитуде колебаний $\Delta p/p = 0,25$; $f = 100$ Гц; $Re = 10^4 \div 10^5$.

Таким образом, активные методы тоже существенно интенсифицируют теплообмен, однако внедрение их в промышленность пока крайне ограничено.

8.9. ВНЕДРЕНИЕ РАБОТ ПО ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА

Если в области разработки и исследования методов интенсификации теплообмена наша страна находится на уровне передовых капиталистических стран, то по внедрению мы заметно отстаем по ряду областей.

В настоящее время в отечественную промышленность внедрены некоторые методы интенсификации теплообмена. Для примера назовем шероховатые пластинчатые поверхности теплообмена регенеративных котельных воздухоподогревателей и ГТУ, пластинчатые теплообменники с макрошероховатостью в химической и пищевой технологии, элементы твэлов АЭС, спиральные интенсификаторы на ряде газотурбинных котлов, транспортные теплообменники с шероховатыми поверхностями. Все это дало большой народнохозяйственный эффект. Однако такое внедрение ограниченно. Как следует из изложенного, имеется ряд эффективных методов интенсификации теплообмена с освоенной технологией. Так, например, спиральные вставки и трубы со спиральным оребрением для котлов дают экономический эффект не менее 10 млн. руб. в год, так же как и трубы со спиральной или кольцевой накаткой. Особенно актуально внедрение методов интенсификации теплообмена в элементы оборудования ядерной

энергетики и специальные отрасли техники. Необходимо более настойчиво внедрять указанные методы в промышленность.

Важнейшей задачей является широкое внедрение всевозможного оребрения, которое хоть и снижает для густого оребрения удельный теплообмен (на 20–30%), однако для поверхностей под давлением (парогенераторы) позволяет заменить часть толстостенной трубной системы тонкостенным оребрением, что приводит к экономии металла до 50% и снижению габаритов до двухкратного. Различные форсированные дисперсные системы (псевдоожиженный слой, виброслой и т. д.) также приводят к резкой интенсификации процессов теплообмена, и следует ускорять внедрение этих методов в промышленность (топки кипящего слоя, двухфазные теплообменники и т. д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адрианов В. Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М.: Энергия, 1972.

2. Алияров Б. К. Разработка и применение методики огневого моделирования топочных устройств для совершенствования сжигания экибастузского угля в мощных котлоагрегатах: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. Алма-Ата, 1983.

3. Аллен, Эккерт. Измерение коэффициентов трения и теплоотдачи при турбулентном движении воды в трубке (Pr = 7 и 8) в случае постоянного теплового потока на стенке// Теплопередача, М.: Мир, 1964. № 3. С. 3–15.

4. Антуфьев В. М. Влияние температурных условий потока и стенки на теплообмен при поперечном обтекании пучков труб капельной жидкостью// ИФЖ. 1961. Т. 4. № 7. С. 25–30.

5. Антуфьев В. М., Лам И. Ф. Теплообменные аппараты из профильных листов. Л.: Энергия, 1972.

6. Берглас, Росенау. Определение теплопередачи при поверхностном кипении в условиях принудительной конвекции // Теплопередача. М.: Мир, 1964. № 3. С. 83–93.

7. Боришанский В. М., Иващенко М. И., Заблоцкая Т. В. Расчет теплоотдачи в трубах при турбулентном течении жидкостей с малыми числами Прандтля //Атомная энергия. 1961. Т. II. Вып. 2. С. 27–31.

8. Братчиков В. Н. Определение скорости движения частиц в межтрубном пространстве // Теплоэнергетика. 1976. № 7. С. 46–48.

9. Бузник В. М. Интенсификация теплообмена в судовых установках. Л.: Судостроение, 1969.

10. Виноградов В. А. Исследование теплообмена в радиационно-конвективных котельных поверхностях и разработка рекомендаций по их компоновке и тепловому расчету: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Л., 1983.

11. Виноградов Н. С. Анализ подобия протекания процесса горения жидкого топлива в камерах газотурбинных двигателей и результаты исследования влияния режимных параметров и конструктивных факторов на процесс // Труды III Всесоюзного совещания по теории горения. М., 1960. Т 1. С. 74–81.

12. Воздухоподогреватели котельных установок / Т. С. Добряков, В. К. Мигай, В. С. Назаренко, И. Ф. Новожилов. Л.: Энергия, 1977.

13. Вопросы конвективного и радиационно-кондуктивного теплообмена / Под ред. Б. С. Петухова. М.: Наука, 1980.

14. Галин Н. М. Теплообмен при турбулентном течении газов у шероховатых стенок // Теплоэнергетика. 1967. № 5. С. 67–73.

15. Галицейский Б. М., Рыжов Ю. А., Якери Е. В. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение, 1977.

16. Голованов Н. В., Попов А. А., Литвиненко В. Ф. Исследование аэродинамики вихревой топки малогабаритных парогенераторов Е-500-140-ВН ТМ (ТГМ-444) // Труды ЦКТИ. Л., 1973. № 161. С. 53–61.

17. Гольдштейн Н. А. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. Т. 2.

18. Гомелаури В. И. Влияние искусственной шероховатости на конвективный теплообмен: Сб. научн. трудов / Ин-т физики АН Груз. ССР. Тбилиси. 1963. Т. 9. С. 111–145.

19. Горлин С. М., Слезингер И. И. Аэродинамические измерения. Методы и приборы. М.: Наука, 1964.
20. Гурвич А. М. Теплообмен в топках паровых котлов. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1950.
21. Джонс Э. Электродинамическая интенсификация теплообмена в жидкостях // Обзор работ по теплообмену. Нью-Йорк, 1981. Т. 14. № 1.
22. Дзюбенко Б. А. Теплообмен и гидравлическое сопротивление в межтрубном пространстве в теплообменнике с закруткой потока // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1980. № 5. С. 115–125.
23. Дорошенко В. К. О процессе горения в камере газотурбинного двигателя // Труды III Всесоюзного совещания по теории горения. М., 1960. Т. 1. С. 49–54.
24. Дубовский И. Е. Золовой износ и допустимые скорости газов в котельных агрегатах // Энергомашиностроение. 1962. № 2. С. 15–19.
25. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982.
26. Дыбан Е. П., Эпик Э. Л. Теплообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. Киев: Наукова думка, 1985.
27. Евенко В. И., Анисин А. К. Повышение эффективности теплоотдачи поперечно омываемых пучков труб // Теплоэнергетика. 1976. № 7. С. 37–40.
28. Егоров Ю. Э., Колешко С. Б. Применение метода дробленых шагов для численного решения уравнений несжимаемой вязкой жидкости в естественных переменных // Динамика неоднородных и сжимаемых сред / Под ред. Н. И. Полякова. Л.: ЛГУ, 1984. Вып. 8. С. 80–92.
29. Ермолов В. Ф. Экспериментальное исследование тепло- и массообмена в пучке струй воды, омываемых поперечным потоком пара или паровоздушной смеси при вакууме // Труды ЦКТИ. Л., 1965. № 63. С. 53–64.
30. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982.
31. Жукаускас А. А., Макарявичус В., Шланчеускас А. Теплоотдача пучков в поперечном потоке жидкости. Вильнюс: „Минтис", 1968.
32. Иващенко С. С. Исследование влияния на теплообмен наклона к горизонту трубных спиралей зоны конденсации пара подогревателя высокого давления // Труды ЦКТИ. Л., 1977. № 140. С. 61–72.
33. Иващенко С. С., Пермяков В. А., Овчаренко Н. Г. Исследование в стендовых и промышленных условиях элементов и узлов ПВД блоков 300–1200 МВт // Труды ЦКТИ. Л., 1977. № 140. С. 26–35.
34. Исаченко В. П. Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977.
35. Исаченко В. П., Кушнырев В. И. Струйное охлаждение. М.: Энергоатомиздат, 1984.
36. Исследование золового износа мембранных поверхностей нагрева / В. К. Мигай, В. И. Серик, М. И. Мартынычев и др. // Влияние материальной части энергетических топлив на условия работы парогенераторов / Тезисы докладов III Всесоюзной конференции. Секция № 2. Таллин. 1980. С. 108–115.
37. Калинин Э. К., Ярхо С. А. Влияние числа Рейнольдса и Прандтля на эффективность интенсификации теплообмена в трубах // ИФЖ. 1966. № 4. С. 426–431.
38. Калинин Э. К., Ярхо С. А., Дрейцер Г. А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1981.
39. Колешко С. Б. Разностная схема для решения уравнений стационарных течений вязкой жидкости // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: Наука, 1979. Т. 10. № 3. С. 100–106.
40. Конвективный теплообмен при поперечном обтекании чистых гладкотрубных пучков / С. И. Мочан, О. Г. Ревзина, В. А. Локшин, А. Я. Антонов. Конвективный теплообмен в однофазном потока // Л.: Труды ЦКТИ. 1968. Вып. 82. С. 68–97.

41. Кремлевский П. П. Расходомеры и счетчики количества. Л.: Машиностроение, 1975.

42. Кузнецов Н. В. Рабочие процессы и вопросы усовершенствования конвективных поверхностей котельных агрегатов. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1958.

43. Кутателадзе С. С. Анализ подобия в теплофизике. Новосибирск: Наука, 1982.

44. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.

45. Кутателадзе С. С. Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973.

46. Кутателадзе С. С., Ляховский Д. Н., Пермяков В. А. Моделирование теплоэнергетического оборудования. М.: Энергия, 1966.

47. Левин Е. С., Пермяков В. А., Зозуля Н. В. Интенсификация теплопередачи в горизонтальных профильных трубах с диафрагменной накаткой // Труды ЦКТИ. Л., 1980. Вып. 180. С. 96–103.

48. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Л.: Наука, 1970.

49. Локшин В. А., Фомина В. И., Титова Е. Я. Об одном из методов интенсификации конвективного теплообмена в гладкотрубных поперечно омываемых пучках // Теплоэнергетика. 1982. № 6. С. 42–48.

50. Ляховский Д. Н., Добронравина Д. И., Литвиненко В. Ф. Разработка правил переноса результатов изотермического моделирования камерных топок на натурные условия // Труды ЦКТИ. Л., 1978. № 161. С. 21–34.

51. Мальковский В. И. Влияние электрического поля на теплоотдачу в диэлектрической жидкости // Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт. 1980. № 6. С. 114–116.

52. Мендес С., Сперроу Е. М. Турбулентный теплообмен и его интенсификация, потери давления и картины течения жидкости в трубах с периодическим сужением и расширением проходного сечения // Теплопередача. М.: Мир, 1984. № 1. С. 57–66.

53. Мигай В. К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980.

54. Мигай В. К. Расчет теплообмена в поперечно обтекаемых шахматных пучках труб // Теплоэнергетика. 1978. № 2. С. 20–23.

55. Мигай В. К. Теплообмен в трубах при турбулентном течении // Труды ЦКТИ. Л., 1983. Вып. 206. С. 49–53.

56. Мигай В. К. Теплообмен в шероховатых трубах // Известия АН СССР. 1968. № 3. С. 34–37.

57. Мигай В. К., Анисимова Е. Н., Федосеева Н. Р. Исследование аэродинамики и конвективного теплообмена на модели котла для мощных блоков // Теплоэнергетика. 1973. № 5. С. 29–34.

58. Мигай В. К., Житомирская И. В. Исследование теплообмена шахматных пучков из гладких и оребренных труб в кипящем слое // Теплоэнергетика. 1982. № 1. С. 27–33.

59. Мигай В. К., Зозуля Н. В., Житомирская И. В. Исследование теплообмена оребренных труб в кипящем слое //.Энергомашиностроение. 1984. № 1. С. 13–19.

60. Мигай В. К., Новожилов И. Ф. Теплообмен в трубах с поперечными выступами // Изв. вузов. Энергетика. 1965. № 11.

61. Мигай В. К., Прохоренко В. С. Интенсификация теплообмена при конденсации пара на поверхности трубы переменного сечения // Труды ЦКТИ. Л., 1983. № 207. С. 26–30.

62. Мигай В. К., Фирсова Э. В. Теплообмен и гидравлическое сопротивление в пучках труб. Л.: Наука, 1986.

63. Миллионщиков М. Д. Турбулентные течения в пограничном слое в трубах. М.: Наука, 1969.

64. Михайлов Г. А. Конвективный теплообмен в пучках труб // Советское котлотурбостроение. 1959. № 12. С. 6–10.

65. **Михеев М. А.** Основы теплопередачи. М.: Госэнергоиздат, 1956.

66. **Мокэлиот, Орманд, Перхине.** Течение газа с теплообменом в турбулентной области с низкими числами Рейнольдса и в переходной области // Теплопередача. Сер. С/Труды АСМЕ. М.: Мир, 1966. № 2. С. 101–109.

67. **Новожилов И. Ф., Мигай В. К.** Разработка и исследование теплообменных поверхностей с интенсивной теплоотдачей для регенераторов ГТУ большой мощности // Труды ЦКТИ. Л., 1962. № 27. С. 8–17.

68. **Норинский А. А.** Применение метода нестационарного режима нагрева для изучения теплоотдачи регенеративных поверхностей // Теплоэнергетика. 1970. № 3. С. 40–42.

69. **Оребрение** поверхности нагрева котлоагрегатов / Г. И. Левченко, А. М. Копелиович, И. Д. Лисейкин, В. К. Мигай, В. С. Назаренко. М.: Энергоатомиздат, 1986.

70. **Осипова В. А.** Экспериментальное исследование процессов теплообмена. М.: Энергия, 1979.

71. **Пермяков В. А., Левин Е. С., Дивова Г. В.** Теплообменники вязких жидкостей, применяемые на электростанциях. Л.: Энергоатомиздат, 1983.

72. **Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А.** Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1974.

73. **Письменный Е. Н.** Исследования течения на поверхности ребер поперечно оребренных труб // ИФЖ. 1984. Т. 47. № 1. С. 28–31.

74. **Портянко А. А.** Экспериментальное исследование поперечно оребренных поверхностей нагрева парогенераторов для топлив, дающих сыпучие отложения: Автореф. дис. . . . канд. техн. наук. М., 1982.

75. **Потанкер С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ. / Под ред. В. Д. Виленяного. М.: Энергоатомиздат, 1984.

76. **Прис К.** Эрозия: Пер. с англ. М.: Мир, 1982.

77. **Резняков А. Б.** Условия огневого моделирования пылеугольных топочных устройств // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата: Наука, 1972. С. 3–15.

78. **Рейнольдс А. Дж.** Турбулентные течения в инженерных приложениях: Пер. с англ. М.: Энергия, 1979.

79. **Смешивающие** подогреватели паровых турбин / В. Ф. Ермолов, В. А. Пермяков, Г. И. Ефимочкин, В. Л. Вербицкий. М.: Энергоиздат, 1982.

80. **Сторожук Я. П., Асосков В. А.** Выгорание топлива и огневое моделирование камер сгорания // Труды ЦКТИ. Л., 1967. № 75. С. 110–138.

81. **Сторожук Я. П., Кругов В. Б., Антоновский В. И.** Исследования, проведенные в ЦКТИ в области камер сгорания ГТУ // Труды ЦКТИ. Л., 1964. Вып. 50. С. 27–33.

82. **Сударев А. В., Антоновский В. И.** Камеры сгорания газотурбинных установок, теплообмен. Л.: Машиностроение, 1985.

83. **Сыркин С. Н.** Золовой износ экономайзеров пучков // Советское котлотурбостроение. 1945. № 3. С. 7–13.

84. **Тамарин А. И.** Перенос тепла в топке кипящего слоя к горизонтальному шахматному трубному пучку // Энергомашиностроение. 1977. № 12. С. 7–8.

85. **Тепло- и массообмен.** Теплотехнический эксперимент: Справочник. М.: Энергоиздат, 1982.

86. **Устименко Б. П., Алияров Б. К., Абубакоров Е. Н.** Огневое моделирование пылеугольных топок. Алма-Ата: Наука, 1982.

87. **Устименко Б. П., Джакубов К. Б., Кроль В. О.** Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. Алма-Ата: Наука, 1986.

88. **Христич В. А., Любчик Г. Н., Миняйло А. Ф.** Результаты исследования и до-

водка на природном газе камер сгорания ГТУ-9 КТЗ // Теплоэнергетика. 1969. № 3. С. 52–58.

89. Шебалова З. А. Огневое моделирование топочных устройств // Труды ЦКТИ. Л., 1978. № 161. С. 77–85.

90. Шкловер Г. Г., Мильман О. О. Исследование и расчет конденсационных устройств паровых турбин. М.: Энергоатомиздат, 1986.

91. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.

92. Экспресс-информация. Контрольно-измерительная техника. 1985. № 31. М.: АН СССР, ВИНИТИ.

93. Юдин В. Ф. Теплообмен поперечно оребренных труб. Л.: Машиностроение, 1982.

94. Ялгода, Акаи, Мори. Интенсификация теплообмена в перекрестно-точном кожухотрубном теплообменнике за счет использования излучающих стенок // Теплопередача. М.: Мир, 1984. № 7. С. 40–46.

95. Baran M., Pronobis M. Konvektiver warmenbergang bei guarangestromten Membranrohren // VGB, Kraftmerstechnik. August 1982. 62. Heft 8.

96. Dipprey, Sabersky. Heat and Momentum Transfer in Smooth and Roren Tubes at varions Prandl Number // I. I. Heat fnd Mass Transfer. May 1963. V. 6. N 5.

97. Ionston R. E., Thring M. W. Pitorg Plants Models and Scale up Methods in Chemical Engineering. New. Jork, 1957.

98. Koch R. Druckverlust und warmenbergang bei verwirbelter stromung //VDI, Forschung scheft. 1958. N 469. S. 18–52.

99. Nunner W. Warmeubergang und Druckabfall in rauchen Rohren // VDI. 1956. N 455.

100. Urban B. Vliv usporadoni trubck ve skazky vyhrevne prochy va jejich popilnoky oter CSSR // Engergetine. 1980. N 3. S. 97–102.

Предисловие 3

ГЛАВА 1. ПРАВИЛА МОДЕЛИРОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ 7

1.1. Основное правило моделирования . . . . –
1.2. Основные критерии подобия процессов гидродинамики и теплообмена и области их применения 10
1.3. Автомодельность и моделирование при соблюдении геометрического подобия и пониженных числах Re 17
1.4. Локальное тепловое моделирование 18
1.5. Моделирование при несоблюдении геометрического подобия 21
1.6. Моделирование по аналогии 22
1.7. Применение определяющих параметров в задачах о теплообмене при вынужденной конвекции в поверхностях нагрева энергетических теплообменников 24

ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ УСТРОЙСТВ 44

2.1. Изотермическое моделирование . . . . –
2.2. Сравнение аэродинамических характеристик топок в натурных и изотермических условиях 46
2.3. Примеры изотермического моделирования аэродинамики топок 52
2.4. Моделирование топок, сжигающих твердое топливо 57
2.5. Моделирование топок, сжигающих жидкое топливо 66
2.6. Моделирование теплообменников в топках кипящего слоя 73
2.7. Математическое моделирование аэродинамики топочных камер 75
2.8. Математическое моделирование процесса горения 84

ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОТЕЛЬНЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ 90

3.1. Моделирование конвективного теплообмена в ширмах котла блока 1200 МВт . . . . –
3.2. Моделирование конвективного теплообмена в пароперегревателях 95
3.3. Математическое моделирование процесса радиационного теплообмена в ширмах 98
3.4. Моделирование конвективного теплообмена в цельносварных ширмах малогабаритного котла 100
3.5. Моделирование поверхностей нагрева регенеративных вращающихся воздухоподогревателей 108
3.6. Моделирование конвективного теплообмена в мембранных экономайзерах 114
3.7. Моделирование сыпучих отложений при поперечном омывании

трубчатых поверхностей 116
3.8. Моделирование трубчатых котельных воздухоподогревателей 118
3.9. Моделирование процесса теплообмена в экранных трубах парогенераторов 124
3.10. Методика экспериментального исследования теплообмена в пучках труб 127
3.11. Применение метода локального моделирования для исследования конвективного теплообмена в топке котла ПК-41 133

ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭРОЗИОННОГО ИЗНОСА ПУЧКОВ ТРУБ 139

4.1. Исследование эрозионного износа различных пучков в байпасном газоходе . . . . –
4.2. Математическое моделирование эрозионного износа пучков труб 147
4.3. Аналогия между локальными процессами конвективного теплообмена и эрозионного износа при поперечном обтекании пучков труб 154

ГЛАВА 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННИКОВ ТУРБОУСТАНОВОК 156

5.1. Моделирование процесса пленочной конденсации чистого пара на поверхности трубных пучков . . . . –
5.2. Моделирование конденсаторов паровых турбин 158
5.3. Моделирование подогревателей высокого и низкого давления (ПВД и ПНД) 162
5.4. Моделирование маслоохладителей 166
5.5. Моделирование смешивающих подогревателей 169
5.6. Моделирование подогревателей мазута 172
5.7. Моделирование газотурбинных воздухоподогревателей 174
5.8. Моделирование газотурбинных камер сгорания 180

ГЛАВА 6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОЗДУХОВОДОВ 191
ГЛАВА 7. ИЗМЕРЕНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКА 200

7.1. Пневмометрические трубки для измерения скорости, полного и статического давлений . . . . –
7.2. Цилиндрические зонды 202
7.3. Зонды для измерения параметров трехмерного потока 205
7.4. Измерение статического давления 212
7.5. Измерение расхода . . . . –
7.6. Интегрирующие трубки 214
7.7. Измерение температур 217
7.8. Применение термоанемометров 221
7.9. Визуализация течений в теплообменниках 223

ГЛАВА 8. ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОВРЕМЕННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ 228

8.1. Проблема интенсификации теплообмена . . . . –
8.2. Турбулизация потока 229
8.3. Интенсификация теплообмена в трубах и каналах (однофазные теплоносители) 235
8.4. Интенсификация теплообмена в высокотемпературных потоках

в трубах и каналах 243
8.5. Интенсификация теплообмена в трубных пучках при поперечном омывании 245
8.6. Интенсификация теплообмена при конденсации пара 247
8.7. Интенсификация теплообмена в парогенерирующих трубах 251
8.8. Интенсификация теплообмена за счет акустических, пульсационных, магнитных и электрических полей 253
8.9. Внедрение работ по интенсификации теплообмена 254

Список литературы 256

Производственное издание

МИГАЙ ВИКТОР КОНСТАНТИНОВИЧ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННОГО
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Редактор *Ю. В. Долгополова*
Художник переплета *В. В. Беляков*
Художественный редактор *Т. Ю. Теплицкая*
Технический редактор *А. Г. Рябкина*
Корректор *Е. Н. Ульева*

ИБ № 1426

Подписано в печать 08.10.87 (набор выполнен в издательстве). М-23797. Формат 60 X 90$^1/_{16}$. Бумага офсетная № 1. Гарнитура Пресс-Роман. Офсетная печать. Усл. печ. л. 16,5. Усл. кр.-отт. 17. Уч.-изд. л. 18,92. Тираж 3500 экз. Заказ 3138. Цена 1 р. 40 к.

Энергоатомиздат, Ленинградское отделение.
191065 Ленинград, Д-65, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения "Техническая книга" им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 191126 Ленинград, Д-126, Социалистическая ул., 14.